

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 27, 1965/66, no. 5/6

In memoriam Dr. E. Oosterhuis



Op 26 januari 1966 is dr. Ekko Oosterhuis op 79-jarige leeftijd van ons heengegaan. De bijzondere plaats die hij in het Philipslaboratorium te Eindhoven heeft ingenomen is aanleiding hier op zijn leven en werk terug te zien.

Oosterhuis had aan de Groningse Universiteit wis- en natuurkunde gestudeerd. Na zijn promotie was hij enkele jaren assistent van Zeeman in Amsterdam en van Kamerlingh Onnes in Leiden. In het voorjaar 1914 werd hij uitgenodigd als fysicus te komen werken op het Natuurkundig Laboratorium van Philips, dat toen nog slechts enkele maanden oud was. Hier heeft schrijver dezes bijna 20 jaar op de meest directe wijze met hem samen mogen werken. Oosterhuis is ruim 35 jaar in dit laboratorium werkzaam geweest en heeft tot de ontwikkeling ervan zeer belangrijke bijdragen geleverd.

In 1914 produceerden de Philipsfabrieken nog uitsluitend gloeilampen. De fabricage geschiedde vrijwel geheel op empirische grondslag. Toen de met

gas gevulde gloeilampen verschenen, leek het wenselijk deze basis te verbreden. Het daarvoor noodzakelijke onderzoek werd voor een groot deel door Oosterhuis verricht. Het onderzoek werd breed opgezet, de gasontladingen en de radiobuis werden erin betrokken, en het onderzoek strekte zich ten slotte uit over alle mogelijke ontladingsbuizen, al dan niet met een gloeikatode. Voor zulk een brede opzet bestond ook alle reden. De pas ontwikkelde theorie van Bohr en de proeven van Franck en Hertz e.a. maakten het mogelijk een inzicht te krijgen in de processen die zich in deze buizen afspeelden. Vele technische toepassingen daarvan werden uitgewerkt.

Voorlopig bleven de radiobuizen het belangrijkste. Het was gebleken dat men slechts dan de meest geschikte radiobuizen zou kunnen maken wanneer men een grondig inzicht had in de wijze van functioneren van deze buizen in de verschillende schakelingen. Aan deze onderlinge aanpassing van buis en apparaat heeft Oosterhuis de nodige aandacht geschonken. Hij

werd de leider van de groep die zich met het onderzoek betreffende radioapparaten en later ook televisieapparaten bezighield. In die functie heeft hij met zeer velen samengewerkt en daarbij zijn zijn menselijke eigenschappen sterk naar voren gekomen.

Nooit tevreden met de bereikte resultaten, steeds uit op verbetering en vernieuwing, heeft hij deze producten gelijkwaardig weten te maken met de beste die in de wereld verkrijgbaar waren. Zijn gezond oordeel en juiste kritiek, zijn beminnelijkheid en bescheidenheid maakten hem tot een ideale leider. Zijn ernst en betrouwbaarheid heeft hij aan vele van zijn medewerkers weten over te dragen. Zijn gelijkmatig humeur maakte hem tot een hechte banden vormende kracht, die door zijn medewerkers hogelijk werd gewaardeerd. Velen van hen zullen aan de tijd dat zij bij Oosterhuis gewerkt hebben met dankbaarheid en genoeg terugdenken. Allen hebben zij veel van hem geleerd. Ieder die met hem in contact kwam, is daar op de een of andere manier beter door geworden.

De resultaten van zijn onderzoeken zijn voor een groot deel vastgelegd in de rond 80 octrooien waarin Oosterhuis als uitvinder of mede-uitvinder wordt genoemd. Hij heeft hiermee op zeer effectieve wijze bijgedragen tot de opbouw van de octrooiopositie van Philips in de wereld.

Ten slotte nog iets over de rol die Oosterhuis heeft gespeeld bij verschillende Nederlandse tijdschriften. Na de eerste wereldoorlog was er in feite geen geschikt Nederlands tijdschrift voor het mededelen van de resultaten van eenvoudige onderzoeken. Tegen het uitsluitend publiceren in buitenlandse tijdschriften werd wel bezwaar gevoeld. Oosterhuis nam toen met enkele anderen het initiatief tot het oprichten van het tijdschrift „Physica”, waarvan hij ook redacteur werd. Tot 1938 was hij voorts redacteur van het in 1934 van „Physica” afgesplitste Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde.

In 1935 was Oosterhuis een van de oprichters van het Philips Technisch Tijdschrift, waaraan hij van het begin af redactionele medewerking heeft verleend. Na de tweede wereldoorlog vervulde hij tot zijn pensionering in 1952 de functie van hoofdredacteur van dit tijdschrift. Nadien heeft Oosterhuis zijn ervaring en werklust nog een reeks jaren in dienst gesteld van het Tijdschrift van het Nederlands Elektronica- en Radiogenootschap, waaraan hij meewerkte zonder als redacteur van dit tijdschrift genoemd te willen worden.

Op al deze wijzen heeft Oosterhuis in belangrijke mate bijgedragen aan de ontwikkeling van de fysica en de elektronica in Nederland.

G. Holst

Naleveringskatodes met osmium

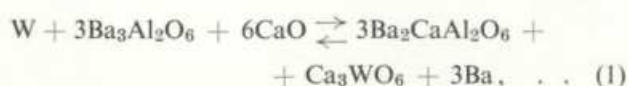
P. Zalm en A. J. A. van Stratum

621.3.032.213.2:621.385.6

Een der auteurs heeft eens de taak van het ontwikkelen van katodes geschetst als het streven naar zware belastingen, lage vermogens en een zo volledig mogelijke nivellering (nl. van de emissie over het katodeoppervlak). Dit soort fiscale fysica heeft nu resultaten opgeleverd waardoor naleveringskatodes wellicht op veel grotere schaal toepassing zullen vinden dan tot dusver.

Inleiding

Naleveringskatodes, zoals de „L”-katode^[1] en de geïmpregneerde katode^[2], hebben als kenmerk dat er een functionele scheiding is tussen enerzijds het elektronen emitterende oppervlak en anderzijds een voorraad van het materiaal dat dient om een voldoende lage uittreepotentiaal van dit emitterende oppervlak te bewerkstelligen. Een mogelijke constructie van een L-katode is weergegeven in fig. 1. De emissie van een dergelijke katode vindt plaats vanuit het oppervlak van een poreus wolframlichaam (het substraat), waarvan de uittreepotentiaal is verlaagd door hierop geadsorbeerd Ba en BaO (het adsorbaat). Achter het wolframlichaam heeft de L-katode een voorraadkamer, waarin een mengsel van wolframpoeeder en bariumcalciumaluminaat met de samenstelling $5\text{BaO} \cdot 3\text{CaO} \cdot 2\text{Al}_2\text{O}_3$ aanwezig is. Een geïmpregneerde katode heeft een iets andere opbouw: hierbij ontbreekt de voorraadkamer en is het bariumcalciumaluminaat in de poriën van het poreuze wolframlichaam opgezogen. In het bariumcalciumaluminaat, dat uit drie vaste fasen blijkt te bestaan^[3], nl. $\text{Ba}_3\text{Al}_2\text{O}_6$, $\text{Ba}_2\text{CaAl}_2\text{O}_6$ en CaO , vindt bij de werkt temperatuur van de naleveringskatodes een reactie plaats, waarschijnlijk volgens de vergelijking:



waardoor een passende aanvoer van barium naar het emitterende oppervlak wordt verzekerd.

Het metallieke karakter van deze katodes en de aanwezigheid van een voldoende grote voorraad activerend materiaal maken dat zij bijzonder geschikt zijn voor toepassingen waarbij behalve een lange levensduur ook grote stroomdichtheden — zowel continu als bij impulsbelasting — en goede mechanische eigenschappen vereist zijn.

De ontwikkeling van microgolfbuizen, zoals schijf-

triodes, klystrons en magnetrons, voor steeds hogere frequenties en/of grotere uitgangsvermogens heeft zeer veel baat gehad van de genoemde eigenschappen van naleveringskatodes en heeft op haar beurt het verdere onderzoek van deze katodes gestimuleerd. Ook in allerlei andere elektronenbuizen zijn naleveringskatodes

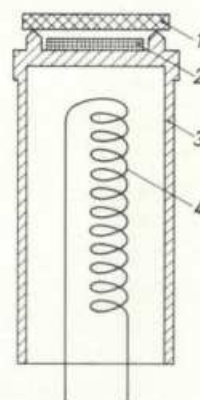


Fig. 1. Principiële constructie van een L-katode. 1 poreus wolframlichaam. 2 kamertje met een voorraad bariumcalciumaluminaat. 3 molybdeenbus. 4 gloeidraad.

met succes toegepast. Steeds echter betrof het hierbij buizen voor professionele doeleinden.

Er zijn enkele oorzaken aan te wijzen waardoor naleveringskatodes tot dusver geen toepassing hebben gevonden in niet-professionele buizen. De belangrijkste zijn de relatief hoge prijs, de hoge werkt temperatuur (1110°C) en de voor sommige toepassingen te sterke verdamping van het activerende materiaal (Ba en BaO).

Deze oorzaken hangen onderling enigszins samen. De hoge werkt temperatuur van 1110°C dwingt tot dure methodes voor het aanbrengen van de gloeidraad. Om bij een voldoende elektrische isolatie tevens een goede warmteoverdracht te verkrijgen, is men b.v. bij de L-katode erop aangewezen de gloeidraad in te kit-

[1] H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Een nieuwe thermisch emitterende katode voor zware belastingen, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

[2] R. Levi, De geïmpregneerde katode, Philips techn. T. **19**, 235-239, 1957.

[3] Dit is aangetoond door C. A. M. van den Broek en A. Venema in dit laboratorium. De reactievergelijking (1) menen wij op grond van recente onderzoekingen te mogen aannemen.

ten in het molybdeenbusje (3 in fig. 1) — een nogal kostbare bewerking. Ook de verdamping van het activerende materiaal wordt door de vereiste hoge temperatuur in de hand gewerkt. Op zijn beurt heeft de verdamping de ontwikkeling van een goedkopere naleveringskatode, de zg. geperste katode [4], belemmerd. Bij deze katode wordt het katodelichaam gevormd door het samenpersen van wolframpoeder en bariumcalciumaluminaat. De excessieve verdamping van deze katodes heeft men trachten te verhelpen door mengsels van wolfram- en molybdeenpoeders te gebruiken, dit gaat echter ten koste van de toelaatbare stroomdichtheid, daar de uittreepotentiaal van de katodes door de toevoeging van molybdeen vergroot wordt.

Pogingen om het toepassingsgebied voor naleveringskatodes te verruimen, moeten er blijkens het bovenstaande op gericht zijn de werktemperatuur te verlagen.

De emissiedichtheid j van een thermische katode hangt van de temperatuur T af volgens de vergelijking van Richardson:

$$j = AT^2 \exp(-e\Phi/kT). \quad (2)$$

Hierin is Φ de uittreepotentiaal van het katodeoppervlak, e de elektronenlading, k de constante van Boltzmann. De factor A , die theoretisch $120 \text{ A/cm}^2\text{deg}^2$ bedraagt, valt in de praktijk door allerlei omstandigheden veel kleiner uit, maar het is niet goed mogelijk hier veel aan te verbeteren. Wil men een vooropgestelde emissiedichtheid bereiken met een lagere werktemperatuur, dan is men dus aangewezen op een verdere verlaging van de uittreepotentiaal.

Slaagt men hierin, dan is desgewenst, bij behoud van de tot dusver gebruikte werktemperatuur, ook een vergroting van de stroomdichtheid mogelijk, hetgeen weer voor sommige toepassingen in professionele buizen van belang kan zijn.

Mogelijkheden voor verlaging van de uittreepotentiaal

De uittreepotentiaal van een oppervlak van een geleider wordt bepaald door twee parameters, te weten de chemische potentiaal μ_e/e van de elektronen in de geleider en de elektrostatische potentiaalsprong φ_s aan het oppervlak [5]:

$$\Phi = -\mu_e/e - \varphi_s. \quad (3)$$

Van deze twee parameters hangt de eerste, μ_e , alleen af van de chemische samenstelling van de geleider. De tweede parameter, φ_s , wordt in eerste instantie bepaald door de structuur van het oppervlak, d.w.z. bij een gegeven metaal door de keuze van het kristalvlak, maar hangt verder ook nog af van uitwendige invloeden, in ons geval van de aanwezigheid van vreemde ionen op het oppervlak.

Beïnvloeding van de potentiaalsprong φ_s door geadsorbeerde ionen is het vanouds voor katodes toegepaste middel om de uittreepotentiaal te verlagen. Als adsorbaat kan men kiezen b.v. caesium, barium, lanthaan of thorium. Bij normale oxidekatodes gebruikt men Ba — in dit geval niet op een metaal geadsorbeerd maar op een oxide van een aardalkalimetaal; bij de naleveringskatodes hebben we eveneens Ba(BaO), en wel geadsorbeerd op polykristallijn wolfram als substraat. Bij elke combinatie van adsorbaat en substraat heeft men een optimale bedekkingsgraad, waarbij de uittreepotentiaal een laagste waarde bereikt.

Om bij onze naleveringskatodes de uittreepotentiaal verder te verlagen, kan men denken aan een andere keuze van het adsorbaat of van het substraat. Het blijkt dat men met een ander adsorbaat in de praktijk niet verder komt. Cs(Cs₂O) verlaagt weliswaar de uittreepotentiaal nog meer dan Ba(BaO), maar is voor katodes in vacuümbuizen in het algemeen niet goed te gebruiken wegens zijn grote vluchtigheid: de maximaal toelaatbare katodetemperatuur zou daardoor zo laag worden dat de emissiedichtheid van de katode kleiner zou worden dan bij gebruik van een Ba(BaO)-laag.

Verrassende resultaten daarentegen zijn in het Philipslaboratorium te Eindhoven verkregen met de keuze van een ander substraat. Deze resultaten berusten op het paradoxale feit dat de effectieve uittreepotentiaal [6] bij optimale bedekkingsgraad kleiner is naarmate de uittreepotentiaal van het onbedekte substraat groter is — een feit dat op theoretische gronden werd voorspeld [7] en later door uitvoerige theoretische en experimentele onderzoeken met caesium als adsorbaat is gestaafd [8].

Dit verrassende feit zal hier aan de hand van een sterk vereenvoudigd model plausibel worden gemaakt. Daarna zal iets nader worden ingegaan op de resultaten, verkregen met naleveringskatodes waarbij osmium in plaats van wolfram als substraat is gebruikt.

Beschouwing van de uittreepotentiaal aan de hand van een model

In fig. 2 is het potentiaalverloop aan het homogeen (dus zonder atomaire structuur) onderstelde oppervlak

[4] R. C. Hughes en P. P. Coppola, De geperste katode, Philips techn. T. 19, 228-234, 1957.

[5] Zie b.v. C. Herring en M. H. Nichols, Rev. mod. Phys. 21, 185, 1949.

[6] Bij andere keuze van de materialen verandert in de Richardson-vergelijking (2) in het algemeen ook de factor A . Ter wille van de onderlinge vergelijking van katodes bij een bepaalde temperatuur berekent men uit de gemeten j de waarde van Φ die zou behoren bij $A = 120 \text{ A/cm}^2\text{deg}^2$. Deze waarde noemt men de effectieve uittreepotentiaal. Zie b.v. E. B. Hensley, J. appl. Phys. 32, 301, 1961.

[7] P. Zalm, Rep. 21st Ann. Conf. phys. Electronics M.I.T., blz. 62, 1961.

[8] A. J. Kennedy, Adv. Energy Conversion 3, 207, 1963.
N. S. Rasor en C. Warner, J. appl. Phys. 35, 2589, 1964.

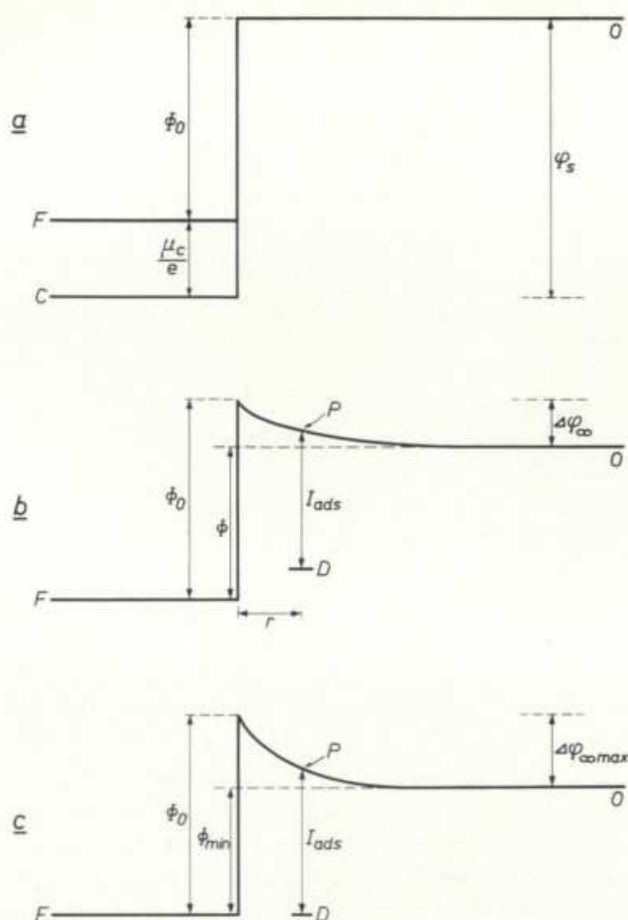


Fig. 2. Potentiaalverloop aan het oppervlak van een emitterend lichaam. Zoals hierbij gebruikelijk, is in de grafieken de positieve richting van de potentiaal naar onderen gekozen. F Fermi-niveau. O potentiaalniveau in het vacuüm. Φ_0 uittreepotentiaal.

- Verloop zonder adsorbaat. C is de onderkant van de geleidingsband in het metaal. Voor μ_c/e en φ_s zie verg. (3).
- Verloop met een zekere hoeveelheid adsorbaat. De geadsorbeerde atomen geven aanleiding tot donorniveaus D die een bedrag, I_{ads} genoemd, beneden de lokale potentiaal P liggen. De uittreepotentiaal is verlaagd van Φ_0 tot Φ .
- Verloop bij optimale bedekking. Het niveau D valt samen met het Fermi-niveau. De uittreepotentiaal heeft de kleinste mogelijke waarde, Φ_{min} .

van het emitterende lichaam geschetst. In het metaal bevinden de elektronen zich — zoals we eenvoudigheds halve stellen — op het Fermi-niveau F ; op grote afstand zijn zij op het vacuümniveau O . Het potentiaalverschil dat de elektronen met behulp van de thermische energie moeten overwinnen om het metaal te verlaten — de uittreepotentiaal — is, voor het geval er geen ionen geadsorbeerd zijn (fig. 2a), aangeduid met Φ_0 . Hierin zijn de waarden van μ_c en φ_s verdisconteerd (zie verg. 3). De waarde van φ_s nu wordt door de adsorptie van atomen die elektronen aan het metaal kunnen afstaan — en dus als een soort oppervlakdonors kunnen fungeren — gewijzigd: de op het oppervlak gevormde ionen vormen samen met hun spiegelbeeldlading als het ware een geladen condensator, zodat het totale potentiaalverloop de in fig. 2b geschetste vorm krijgt. De

uittreepotentiaal wordt hierdoor met een bedrag $\Delta\varphi$ verminderd.

Tot hoever kan dit proces van adsorptie en vermindering van Φ doorgaan? Als slechts één atoom geadsorbeerd wordt, geeft dit aanleiding tot een donorniveau, dat een bedrag dat we I_{ads} noemen beneden de (nog onveranderde) lokale potentiaal ligt. Ligt dit donorniveau hoger dan het Fermi-niveau, dan zal in het algemeen een elektron worden afgestaan aan het metaal. Met toenemend aantal N geadsorbeerde ionen per oppervlakte-eenheid (alle op een afstand r van het geïdealiseerde oppervlak) daalt de lokale potentiaal — en dus ook Φ —, en daarmee komt het niveau van de donors minder hoog boven het Fermi-niveau te liggen (fig. 2b). Ionisatie zal niet meer plaatsvinden en het proces van adsorptie met ionisatie en vermindering van Φ zal niet meer kunnen worden voortgezet zodra het niveau van de donors *samenvalt* met het Fermi-niveau. In deze toestand, de optimale bedekking, waarbij N_{opt} ionen geadsorbeerd zijn en de lokale potentiaal ter plaatse r verlaagd is tot een hoogte I_{ads} boven het Fermi-niveau, hebben we de laagste uittreepotentiaal, Φ_{min} ; zie fig. 2c.

In werkelijkheid gaat het proces al eerder van karakter veranderen, doordat het oppervlak met een toenemende fractie van *niet*-geïoniseerde donors wordt bedekt, en bovendien wordt de invloed van de adsorptie op het potentiaalverloop geleidelijk minder — of zelfs tegengesteld — doordat de geadsorbeerde atomen in zekere mate dipolen kunnen vormen. Van al deze factoren kunnen we echter in ons model afzien.

Gaan we nu over tot een ander substraat dat in onbedekte toestand een *grotere* uittreepotentiaal Φ_0 heeft, dan kunnen we hiervoor dezelfde beschouwing houden. I_{ads} en r hangen weliswaar een weinig van het substraat af, doch deze invloed kunnen we verwaarlozen. De lokale potentiaal ter plaatse r zal dus ook nu bij optimale bedekking verlaagd zijn tot een hoogte I_{ads} boven het Fermi-niveau. Tracht men een continue potentiaalkromme te tekenen die door dit vaste punt loopt en door het op het metaaloppervlak gelegen beginpunt, dat op een hoogte Φ_0 boven het Fermi-niveau ligt (fig. 3), dan ziet men dat het eindniveau, op grote afstand van het oppervlak, natuurlijkerwijze des te

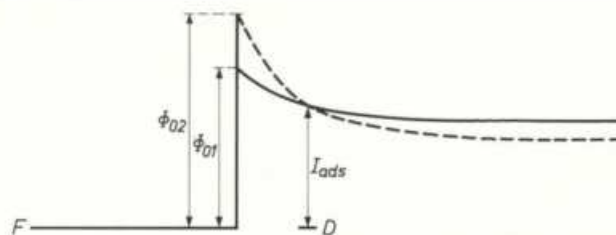


Fig. 3. Uitgaande van een hogere Φ_0 ($\Phi_{02} > \Phi_{01}$), kan men verwachten bij optimale bedekking tot een lagere Φ_{min} te komen (gestippelde kromme).

lager zal uitvallen naarmate het beginpunt hoger ligt. Bij een substraat met *grotere* Φ_0 krijgt men dus een *kleinere* $\Phi_{\min}$. Dit is het eerder vermelde paradoxale verschijnsel. De verklaring ervan moet in het geschetste beeld erin worden gezocht dat het aantal geïoniseerde donoren bij optimale bedekking, N_{opt} , met toenemende Φ_0 zozeer toeneemt dat de toeneming van Φ_0 meer dan gecompenseerd wordt.

Een globale berekening op grond van het model levert formules voor N_{opt} en voor de uiteindelijke uittreepotentiaal $\Phi_{\min}$, die tot dezelfde conclusie leiden.

De gedachtengang van de berekening is als volgt.

Zijn er N geïoniseerde atomen per oppervlakte-eenheid aanwezig, dan is de potentiaal aan het oppervlak ten opzichte van die op grote afstand verhoogd met:

$$\Delta\varphi_{\infty} = \frac{1}{\epsilon_0} N e r. \quad (4)$$

Hebben we nl. een vlakke condensator, met vacuüm als diëlektricum en met plaatafstand $2r$ — d.i. de afstand tussen de ionen en hun spiegelbeeld —, dan wordt de spanning ten opzichte van het symmetrievlak gegeven door verg. (4) als de lading per oppervlakte-eenheid Ne bedraagt. De lokale potentiaal ter plaatse van een ion kunnen we berekenen door aan te nemen dat dit ion een cirkelloppervlakte πd^2 ter beschikking heeft (volgens definitie van N is $\pi d^2 N = 1$), terwijl alle overige geadsorbeerde ionen homogeen over de rest van het oppervlak verdeeld zijn. Wegens de migratie van de geadsorbeerde ionen is dit een plausibele schematisering. De homogeen verdeelde ionen vormen met hun spiegelbeeld weer een vlakke condensator met plaatafstand $2r$, waarin zich nu een cirkelvormig gat met diameter $2d$ bevindt. Op elementaire wijze leidt men af dat ter plaatse van het ion, in het centrum van dit gat, ten opzichte van het metaaloppervlak een potentiaalverschil bestaat ter grootte van:

$$\Delta\varphi_r = N \left(\sqrt{d^2 + 4r^2} - d \right) e / 2\epsilon_0,$$

of, wegens $\pi d^2 N = 1$:

$$\Delta\varphi_r = \sqrt{\pi N} \left(\sqrt{1 + 4\pi r^2 N} - 1 \right) e / 2\pi\epsilon_0. \quad (5)$$

We hebben gezien dat de optimale bedekking met ionen, N_{opt} , bereikt is zodra de lokale potentiaal is gedaald tot de hoogte I_{ads} boven het Fermi-niveau; dus:

$$\sqrt{\pi N_{\text{opt}}} \left(\sqrt{1 + 4\pi r^2 N_{\text{opt}}} - 1 \right) e / 2\pi\epsilon_0 = \Phi_0 - I_{\text{ads}}. \quad (6)$$

Anderzijds geldt dan volgens verg. (4):

$$\Delta\varphi_{\infty \text{ max}} = \Phi_0 - \Phi_{\min} = N_{\text{opt}} r e / \epsilon_0. \quad (7)$$

Door elimineren van N_{opt} uit (6) en (7) vinden we het ons interesserende verband tussen $\Phi_{\min}$ en Φ_0 :

$$\Phi_0 - I_{\text{ads}} = \left[\frac{e(\Phi_0 - \Phi_{\min})}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \left\{ \sqrt{1 + \frac{4\pi\epsilon_0 r}{e} (\Phi_0 - \Phi_{\min})} - 1 \right\}. \quad (8)$$

Men verifieert gemakkelijk dat, onder de conditie $\Phi_0 > I_{\text{ads}}$, inderdaad $d\Phi_{\min}/d\Phi_0$ negatief is — d.i. het bovenbedoelde paradoxale effect.

$\Phi_{\min}$ kan — altijd in het kader van ons model — eenvoudig worden berekend voor het geval dat N_{opt} nog vrij klein is, zodat de ionen slechts een klein deel van de metaaloppervlakte beslaan. In dit geval is de uitdrukking tussen haakjes in verg. (6) bij bena-

dering $2\pi r^2 N_{\text{opt}}$, en verg. (8) wordt vereenvoudigd tot:

$$\Phi_{\min} = \Phi_0 - \sqrt{(\Phi_0 - I_{\text{ads}})^2 e / \pi\epsilon_0 r}. \quad (9)$$

Voor caesium als adsorbaat zullen we stellen $r = 1,65 \times 10^{-10}$ m en $I_{\text{ads}} = 3,87$ volt, dat zijn de waarden die gelden voor het vrije caesiumion en de ionisatiepotentiaal van het vrije caesium-atoom. We kunnen dan verwachten dat het effect van negatieve $d\Phi_{\min}/d\Phi_0$ wegens de genoemde conditie zal optreden bij metalen met $\Phi_0 > 3,87$ V. Anderzijds zal formule (9) kunnen worden toegepast voor metalen met $\Phi_0 < 5,1$ V: bij grotere Φ_0 wordt N_{opt} zo groot dat de gebruikte benadering niet meer nauwkeurig genoeg is.

Als voorbeeld kunnen we de formules toepassen voor de berekening van $\Phi_{\min}$ bij adsorptie van caesium op twee verschillende wolframoppervlakken, nl. op een (100)-vlak en een (112)-vlak. Voor het (100)-vlak geldt $\Phi_0 = 4,54$ V. Met de waarden van I_{ads} en r voor caesium leveren de formules: $N_{\text{opt}} = 8,3 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ en $\Phi_{\min} = 2,07$ V. Voor het (112)-vlak van wolfram geldt de *hogere* waarde $\Phi_0 = 4,69$ V. Hiervoor leveren de formules: $N_{\text{opt}} = 9,6 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ en $\Phi_{\min} = 1,82$ V, dus een aanzienlijk *lagere* uittreepotentiaal.

Ofschoon de berekeningen, gezien de aard van het model, slechts een kwalitatieve betekenis hebben, wijken deze resultaten merkwaardig genoeg niet eens erg veel af van de experimenteel gevonden waarden. Voor het vergelijken hiermee moet er nog op gewezen worden dat experimenteel slechts de *totale* hoeveelheid adsorbaat kan worden bepaald, dus de som van geïoniseerde en niet-geïoniseerde donoren, terwijl N_{opt} betrekking heeft alleen op de geïoniseerde. De verhouding tussen de beide aantallen in de optimale bedekkingstoestand kan op grond van een statistische beschouwing worden berekend; ze bedraagt voor caesium 1:2, zodat uit de berekende waarden van N_{opt} voor de beide gevallen een totale bezetting volgt van resp. $2,5 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ voor het (100)-vlak van wolfram, en $2,9 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ voor het (112)-vlak. Bij zeer recente metingen [9] aan een polykristallijn wolframoppervlak, dat vóór de adsorptie van caesium thermisch geëitst was (door deze behandeling gaan de (112)-vlakken overheersen), is gevonden een laagste uittreepotentiaal $\Phi_{\min} = 1,78 \pm 0,01$ V, bij adsorptie van $2,6$ à $2,8 \times 10^{14}$ atomen/ cm^2 .

Metingen aan verschillende substraten met barium als adsorbaat

Over de invloed van de uittreepotentiaal van het substraat op de uiteindelijke uittreepotentiaal bij gebruik van Ba(BaO) als adsorbaat is experimenteel veel minder bekend dan voor het geval van caesium, en er is voor barium ook geen berekening van $\Phi_{\min}$ uit het boven gebruikte (zuiver ionogene) model mogelijk, aangezien niet bekend is welke waarde voor I_{ads} moet worden ingevuld. Onderzoekingen van Rittner [10] aan

wolfram en molybdeen en het onderzoek van Sackinger en Brodie^[11] aan renium gaven echter analoge resultaten: $\Phi_{\min}$ is ook hier kleiner naarmate Φ_0 groter is.

Op grond van de gegeven overwegingen en experimenten hebben wij een aantal metalen onderzocht op hun bruikbaarheid als substraat voor naleveringskatodes. De keuze van deze metalen was bepaald door de eis dat de uittreepotentiaal in onbedekte toestand groter moest zijn dan 4,54 V, de uittreepotentiaal van wolfram, en verder door de voorwaarde dat de metalen niet mochten legeren met Ba, noch reageren met het bariumcalciumaluminaatmengsel, dat als vulling in naleveringskatodes wordt gebruikt.

Metalen die aan de gestelde eisen voldoen, zijn renium, ruthenium, iridium en osmium. De uittreepotentiaal van polykristallijn renium bedraagt 5,1 V. Voor de uittreepotentiaal van polykristallijn iridium en osmium zijn in ons laboratorium^[12] gevonden resp. de waarden $5,50 \pm 0,05$ V en $5,93 \pm 0,05$ V. De uittreepotentiaal van ruthenium is niet nauwkeurig bekend doch in ieder geval groter dan die van wolfram. De genoemde vier metalen werden in laagjes ter dikte van 0,1 tot 1 μm aangebracht op het poreuze wolframlichaam van een naleveringskatode, die verder op de normale wijze was vervaardigd, hetzij als L-katode, hetzij als geïmpregneerde katode. De poriën van het wolfram hebben afmetingen van de orde van 10 μm , zodat de dunne aangebrachte metaallaag het naleveringsproces van de katode in het geheel niet belemmert.

In overeenstemming met de verwachting nam de effectieve uittreepotentiaal na adsorptie van Ba(BaO) af met toenemende uittreearbeid van het substraat. De verschillen tussen naleveringskatodes met Re, Ru, Ir en Os bleken niet erg groot te zijn. De uittreepotentiaal van de met osmium bedekte katodes was echter duidelijk het laagst. We hebben derhalve een aantal katodes met een osmiumlaag geconstrueerd en deze in verschillende opzichten uitvoerig beproefd.

Katodes met osmiumbedekking

Stroomdichtheid

In fig. 4 is de stroomdichtheid als functie van de temperatuur weergegeven voor een met osmium ter dikte van 0,5 μm bedekte L-katode en voor een normale L-katode. De metingen zijn gedaan aan een eenvoudige diode met een afstand anode-katode van 0,4 mm, bij een anodespanning van 1000 V en bij impulsbelasting met een duur van 50 μs en een herhalingsfrequentie van 50 impulsen per seconde. Uit de figuur is af te lezen dat bij 800 °C de Os-katode een ca. 10 maal zo grote stroomdichtheid geeft als een niet bedekte katode. Bij 1050 °C is het verschil nog een factor 2,5. Eveneens is te zien dat voor een zelfde stroomdicht-

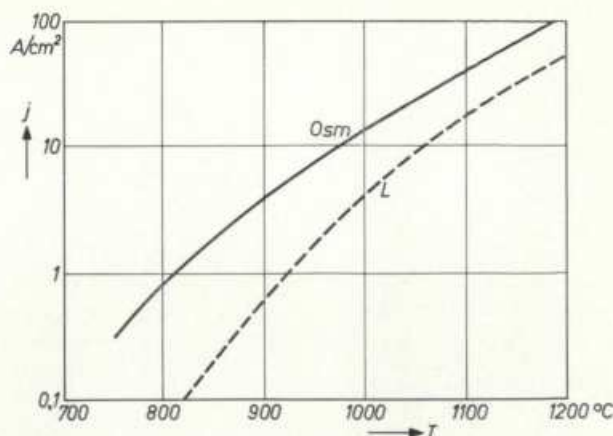


Fig. 4. Stroomdichtheid j als functie van de katodetemperatuur T , voor een normale L-katode (gestippeld) en een L-katode bedekt met osmium ter dikte van 0,5 μm (getrokken).

heid de Os-katode een 100 °C lagere temperatuur nodig heeft dan een normale L-katode.

Berekening van de uittreepotentiaal uit de krommen geeft voor de met Os bedekte katodes een $\Phi = 1,60$ V en een waarde van $A = 10 \text{ A/cm}^2\text{deg}^2$, terwijl voor de niet-bedekte katodes de waarde $\Phi = 1,95$ V bij $A = 50 \text{ A/cm}^2\text{deg}^2$ wordt gevonden.

Meer gedetailleerde informatie over de emissie-eigenschappen van een Os-katode en een normale L-katode geeft fig. 5. Hierin is horizontaal de effectieve uittreepotentiaal bij 800 °C uitgezet (d.w.z. de Φ -waarde met A gesteld op $120 \text{ A/cm}^2\text{deg}^2$ ^[61]), en verticaal voor elke waarde Φ_{eff} de fractie van de totale katodeoppervlakte waarop die waarde wordt aangetroffen. Men ziet dat Φ_{eff} voor de Os-katode gemiddeld 1,68 V bedraagt en voor de normale L-katode gemiddeld 1,90 V. Opvallend is in de grafiek ook de geringere spreiding van de uittreepotentiaal voor de Os-katode. Deze eigenschap kan van belang zijn voor buizen waarin de geëmitteerde elektronen zoveel mogelijk dezelfde energie moeten bezitten.

Levensduur

De levensduur van een L-katode is evenredig met de hoeveelheid bariumcalciumaluminaat in het voorraadkamertje. De hoeveelheid Ba (en BaO) die door verdamping per tijdseenheid en per oppervlakte-eenheid van het katodeoppervlak verloren gaat is, bij een gegeven porositeit van het wolframlichaam, slechts afhankelijk van de katodetemperatuur (fig. 6). De omstandigheden bij een normale L-katode, die op 1110 °C

[9] B. H. Blott, B. J. Hopkins en T. J. Lee, Surface Sci. 3, 493, 1965 (no. 5).

[10] E. S. Rittner, R. H. Ahlert en W. C. Rutledge, J. appl. Phys. 28, 156, 1957; E. S. Rittner en R. H. Ahlert, J. appl. Phys. 29, 61, 1958.

[11] J. P. Sackinger en I. Brodie, Rep. 21st Ann. Conf. phys. Electronics M.I.T., blz. 40, 1961.

[12] De waarden zijn afgeleid uit foto-elektrische metingen, verricht door G. J. M. van der Velden.

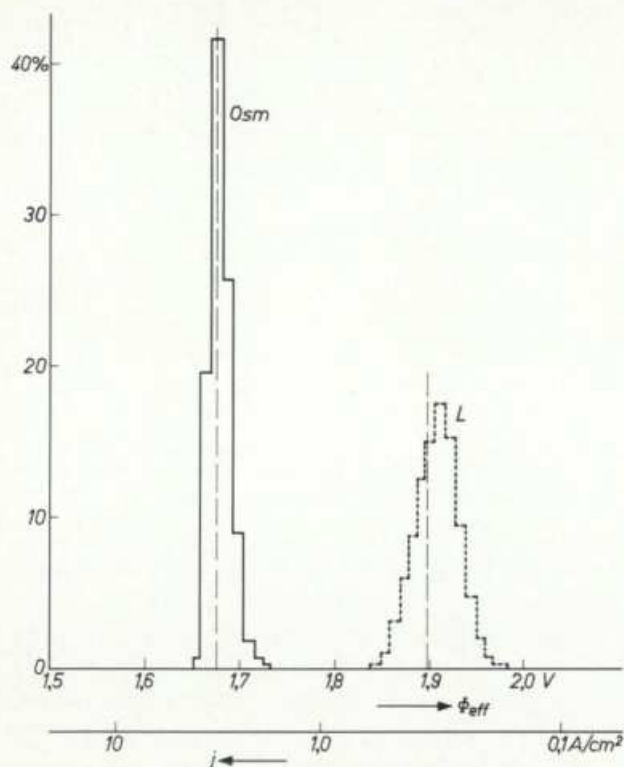


Fig. 5. Emissie van dezelfde twee katodes als in fig. 4, bij 800 °C. Horizontaal is uitgezet de effectieve uitreepotentiaal Φ_{eff} (en tevens de daarbij behorende stroomdichtheid), verticaal voor elke waarde Φ_{eff} de fractie van de totale katodeoppervlakte waarop die waarde wordt aangetroffen. (De metingen zijn uitgevoerd volgens een methode die enige tijd geleden in dit tijdschrift is beschreven: C. G. J. Jansen, A. Venema en Th. H. Weekers, Philips techn. T. 25, 224, 1963.)

werkt, zijn zodanig dat de levensduur ca. 15 000 uren bedraagt. Bij de Os-katode met een zelfde voorraad bariumcalciumaluminaat kunnen we bij beproeving op 1110 °C dezelfde levensduur verwachten; laten we de Os-katode echter op een temperatuur van 1010 °C werken, die voor dezelfde emissie voldoende is, dan zal de katode 6 à 10 keer zo lang bruikbaar zijn.

De proevenseries die voor het toetsen hiervan zijn opgezet (met Os-katodes van 8 mm² oppervlakte, met 0,5 μm osmium, gemonteerd in diodes met molybdeen-anode en belast met 100 mA, d.i. 1,3 A/cm², in één serie bij een katodetemperatuur van 1110 °C, in de andere serie bij 1010 °C) lopen nu reeds 14 000 uren — in een jaar hebben we helaas slechts 9000 uren. De verza-digingsemissie is gedurende deze tijd vrijwel constant gebleven. Het voordeel van de mogelijke lagere werk-temperatuur is dus gerealiseerd; of in deze proefbuizen de extreem lange levensduur bereikt zal worden, kan nog niet gezegd worden. Het is immers denkbaar dat op de duur de osmiumlaag door verdamping, diffusie of migratie zou verdwijnen. Bij temperaturen lager dan 1050 °C is tot nu toe niets hiervan geconstateerd, zelfs niet voor de dunste lagen van 0,1 μm dikte. Bij tempe-

raturen hoger dan 1150 °C zijn er wel indicaties voor; voor een onderzoek van dit effect als functie van kato-detemperatuur en laagdikte zijn aparte proefseries opgezet, die echter juist door de lange levensduren gerui-me tijd zullen vergen.

Geïmpregneerde katodes bedekt met osmium ver-tonen in het genoemde opzicht een iets minder gunstig gedrag. Bij een katodetemperatuur van 1110 °C gaan hierbij de „osmiumeigenschappen” reeds in een brand-duur van ca. 5500 uren verloren; daarna gedraagt de katode zich als een niet-bedekte geïmpregneerde kato-de. Voor een katodetemperatuur van 1060 °C is dit na 7500 uren het geval, terwijl bij een temperatuur van 1010 °C ook dit soort katodes zelfs na 14 000 uren nog niets laat bespeuren van verlies van osmium.

De uitputting van de voorraad bariumcalciumalumi-naat, die we hierboven als eerste oorzaak noemden die de levensduur beperkt, is natuurlijk niet de enige moge-lijke oorzaak. Er kan ook gloeidraadbreuk optreden, kromtrekken van het poreuze wolframlichaam, ver-andering van buiseigenschappen door het verdamp-te Ba en BaO (isolatiefouten, roosteremissie). Al deze factoren zullen bij de lagere werktemperatuur van de osmiumkatodes eveneens hun invloed pas na veel langere brandduur doen gelden dan bij normale L-katodes.

Secundaire elektronenemissie

Voor enkele toepassingen, o.a. in magnetrons, is de bijdrage van de secundaire elektronenemissie tot de to-tale stroomdichtheid zeer belangrijk. Hoewel bij de hier beschreven ontwikkeling niet speciaal hierop werd

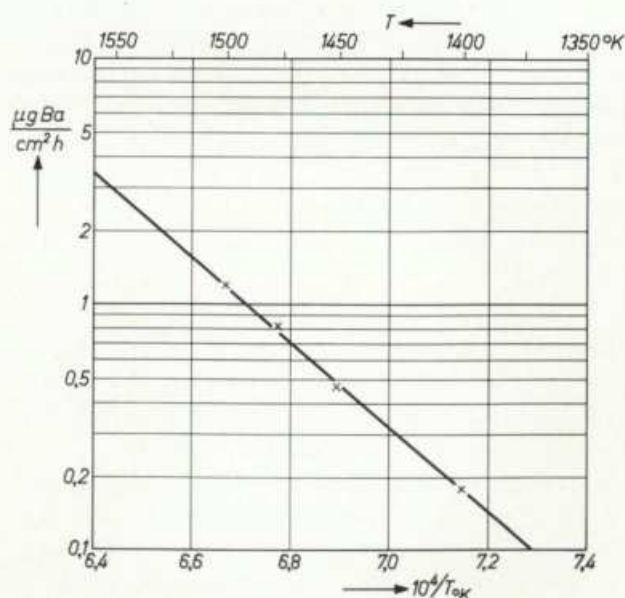


Fig. 6. Verdamping van Ba als functie van de katodetemperatuur T , bij gegeven porositeit van het wolframlichaam (volgens onge-publiceerde metingen van C. A. M. van den Broek en A. Venema).

gedoeld, is het toch een welkome bijkomstigheid dat de secundaire-emissiecoëfficiënt van de met osmium bedekte katodes merkbaar hoger is dan die van de normale naleveringskatodes. Osmium is overigens in dit opzicht ook verreweg het gunstigst van de onderzochte reeks metalen.

In fig. 7 zijn de resultaten van metingen van de secundaire-emissiecoëfficiënt als functie van de energie der

derzocht in schijftriodes^[13] en in diverse reflexiekluystrons.

In de *schijftriodes* worden Os-katodes beproefd zowel bij 1150 °C (de gebruikelijke temperatuur voor niet-bedeekte katodes in deze buizen) als bij 1020 °C. De kato-debelasting is in beide gevallen 0,75 A/cm² en de levensduur tot nu toe meer dan 10 000 uren. De buiskarakteristieken zijn speciaal voor de op 1020 °C werkende katodes opmerkelijk constant in vergelijking tot niet-bedeekte katodes, dank zij de geringe bariumverdam-ping en de onmeetbaar kleine deformatie van het po-reuze wolframlichaam. De te verwachten levensduur van Os-katodes kan op grond van deze gegevens bij een werkt temperatuur van 1020 °C (970 °C zwarte temperatuur) geschat worden op enige malen 10 000 uren — ruim voldoende voor het gebruik in buizen voor interplanetaire missies.

Het gebruik van Os-katodes maakt de constructie van *reflexiekluystrons* voor nog kleinere golf lengten dan tot nu toe mogelijk. Normale niet-bedeekte L-katodes zijn bruikbaar, bij behoud van een redelijke levensduur, tot een continue belasting van 8 A/cm². Hierbij is men, zoals B. B. van Iperen heeft aangetoond, nog juist in staat een 2-mm-reflexiekluystron te maken^[14], zij het met marginale eigenschappen. Door toepassing van een Os-katode heeft nu G. H. Plantinga in dit labora-torium een bruikbaar 2-mm-reflexiekluystron (DX 247) met een stroomdichtheid van 20 A/cm² gerealiseerd. Voorts is hij erin geslaagd, met behulp van zulk een ka-tode een 1,5-mm-reflexiekluystron te verwezenlijken. In dit geval is een continue belasting van ca. 25 A/cm² noodzakelijk.

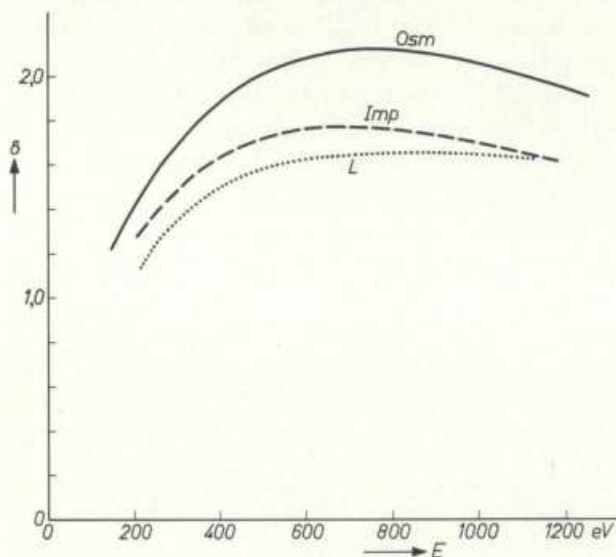


Fig. 7. Secundaire-emissiecoëfficiënt δ als functie van de energie E der primaire elektronen (in eV), voor een normale L-katode (L), een geïmpregneerde katode (Imp) en een met osmium bedekte L-katode (Osm).

primaire elektronen weergegeven, zowel voor een met osmium bedekte L-katode als voor een normale L-katode en een normale geïmpregneerde katode. Of-schoon ogenschijnlijk de verschillen in de secundaire-emissiecoëfficiënt niet groot zijn, zijn ze wel belang-rijk. Bij het 4-mm-magnetron type DX 164 b.v. is bij gebruik van een niet-bedeekte geïmpregneerde katode de maximale stroomdichtheid 190 A/cm², terwijl een Os-katode in dit geval 320 A/cm² geeft.

Verdere praktische gegevens

De verlaging van de vereiste temperatuur heeft de voorwaarden voor het gebruik van naleveringskatodes in niet-professionele buizen — waar de kosten van aan-schaf en vervanging zo sterk meetellen — blijkens het bovenstaande aanzienlijk gunstiger gemaakt. De ont-wikkeling van zulke toepassingen verkeert nog in het beginstadium. Ook echter kunnen, zoals reeds aange-stipt, de nieuwe katodes met hun hogere prestaties van belang zijn voor allerlei professionele buizen, met na-me microgolfbuizen. Zojuist noemden we al de magne-trons. De bruikbaarheid van Os-katodes is voorts on-

[13] Over schijftriodes, zie J. P. M. Gieles, Philips techn. T. 19, 149, 1957.

[14] B. B. van Iperen, Philips techn. T. 21, 225, 1959.

Samenvatting. Om de toepassingsmogelijkheden voor naleverings-katodes te verruimen, moet men trachten de uittreepotentiaal van het emitterende wolframoppervlak nog verder te verlagen dan door de bedekking met geadsorbeerd barium reeds is bereikt. Mogelijkheden hiertoe worden geopend door het paradoxale ver-schijnsel dat de uittreepotentiaal van een optimaal met barium bedekt metaaloppervlak lager is naarmate het onbedekte metaal een hogere uittreepotentiaal heeft. Dit verschijnsel wordt aan de hand van een eenvoudig model plausibel gemaakt, ter-wijl met een globale berekening ook formules voor de te ver-wachten uittreepotentiaal worden afgeleid. Deze blijken heel re-delijk te kloppen met experimenten. Om het verschijnsel praktisch toe te passen, zijn naleveringskatodes gemaakt waarbij het po-reuze wolframlichaam bedekt werd met een dun laagje (0,1 à 1 μ m) renium, ruthenium, iridium of osmium. Met osmium zijn de beste resultaten verkregen, nl. een verlaging van de uittreepotentiaal van 1,95 V tot 1,60 V. Een met osmium bedekte L-katode levert daardoor bij 800 °C een 10 maal zo grote emissie-dichtheid als een normale L-katode. Men kan deze winst gebrui-ken of om de katode op een lagere temperatuur te laten werken, hetgeen economischer constructies en/of langere levensduren mogelijk maakt (bij schijftriodes b.v. enige malen 10 000 uren), of om nog hogere emissiedichtheden te realiseren (b.v. 25 A/cm² in een 1,5-mm-reflexiekluystron).

Met vet gesmeerd spiraalgroeflager voor doorgaande as

621.822.5:621.892.9

Het spiraalgroeflager is een veelbelovende nieuwe vorm van een „zelfwerkend zweeflager”, d.i. een lagertype waarbij de loopvlakken door een dun laagje smeermiddel volledig gescheiden worden gehouden en waarbij door de rotatie zelf het smeermiddel tussen die vlakken wordt geperst. In casu zorgt de pompwerking van de spiraalgroeven hiervoor. Het smeermiddel kan olie zijn, maar ook vet is geschikt, vooral voor kleine lagers (enkele mm asdoorsnede). Vet heeft het grote voordeel dat het bij stilstand van de as niet zo gemakkelijk uit de lagerspleet wegglekt.

Een en ander is enige tijd geleden uitvoerig uiteengezet in een artikel in dit tijdschrift ^[1]. Daarin werd o.a. een proefmotortje afgebeeld (fig. 26) waarvan

De gevonden oplossing is in fig. 1c afgebeeld. Ter toelichting beschouwen we eerst de eenvoudigste configuratie die men zich voor het gewenste lager kan voorstellen en die in fig. 1a is weergegeven. Het taatslager 1 moet de axiale belasting opnemen, het cilindrische lager 2 de radiale. Lager 1, berekend voor een lagerspleet van b.v. 5 à 10 μm , is voorzien van spiraalgroeven, die een opstuwing van het vet in de pijlrichting veroorzaken. Hierdoor wordt een naar het centrum sterk toenemende druk opgewekt, die de gewenste axiale draagkracht van lager 1 levert en die tevens zorgt dat het radiale lager 2, dat een lagerspleet van b.v. 20 à 30 μm bezit, met vet gevuld blijft. Het lager 2 is daardoor zelf in staat de nodige radiale

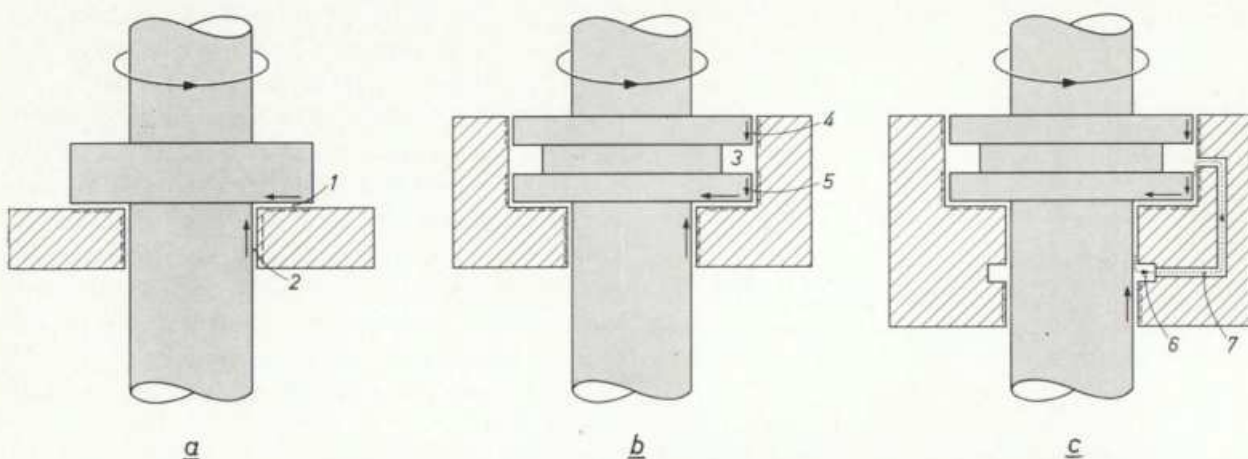


Fig. 1. Spiraalgroeflager voor doorgaande as en smering met vet.

- a) De eenvoudigste denkbare configuratie, met taatslager 1 en cilindrisch lager 2.
- b) Uitbreiding van de constructie, waarbij ervoor gezorgd is dat het bij stilstand uit lager 1 weggeperste vet hieraan teruggevoerd wordt.
- c) De volledige constructie. Bij het roteren is er een doorlopende geringe stroming van het vet naar het ringvormige kamertje 6, van waaruit het via enkele kanalen 7 terugkeert naar het kamertje 3.

het asje aan elk eind voorzien was van een met vet gesmeerd conisch spiraalgroeflager, dat axiale en radiale belastingen kan opnemen. Dit motortje heeft inmiddels in duurproef reeds 15 000 uren gelopen en is in die periode ongeveer 150 000 maal gestopt en weer gestart, zonder een enkele nasmering.

Het betreft hier een zg. blind lager, d.i. een lager voor een niet doorgaande as. De zeer gunstige resultaten met het proefmotortje waren aanleiding om voor die gevallen waar een *doorgaande as* noodzakelijk is, naar een analoge constructie te zoeken, dus naar een spiraalgroeflager, geschikt voor axiale en radiale belasting, dat gesmeerd wordt met vet en geen nasmering behoeft.

draagkracht te leveren. Om te voorkomen dat het door de spiraalgroeven 1 opgestuwde vet aan de onderzijde uit het lager 2 wegstroomt, moeten we dit radiale lager voorzien van een schroeflijnvormig groevenpatroon dat het vet in tegengestelde richting pompt.

Voor het opbouwen van een druk, gelijk aan die welke lager 1 levert, zouden de groeven voor het lager 2, mede door de veel grotere spleet, betrekkelijk lang moeten worden. Men zou daarom beter een deel van de tegengesteld stuwende werking kunnen

^[1] E. A. Muijderland, Nieuwe lagervormen: gaslager en spiraalgroeflager, Philips techn. T. 25, 296-316, 1963.

toevertrouwen aan een gedeelte van het taatslager 1: het loopvlak hiervan kan worden verdeeld in twee ringen, waarvan alleen de buitenste het binnenwaarts pompende spiraalgroevenpatroon krijgt en de binnenste een tegengesteld pompend patroon (visgraatpatroon, zie fig. 24 van het aangehaalde artikel ⁽¹⁾).

Dat de eenvoudige oplossing van fig. 1a niet geheel voldoet, heeft verschillende oorzaken. We noemen eerst de meest voor de hand liggende: bij *stilstaande* as kan een deel van het vet in spleet 1 door de axiale belasting geleidelijk naar buiten geperst worden en zich aan de buitenomtrek van het lager ophopen. Bij starten wordt dit vet door de centrifugale kracht weggeslingerd en er is op den duur niet voldoende vet meer om de vetlaag in de spleet te handhaven.

Aan dit bezwaar wordt tegemoet gekomen door de in fig. 1b geschetste constructie. De as is hier voorzien van een flens met een ringvormig kamertje 3, dat een voorraad vet bevat en waarin het bij stilstand uit de spleet 1 weggeperste vet wordt opgevangen. Zodra de as gaat roteren, beweegt dit vet zich door de centrifugale kracht naar buiten en wordt tegen de binnenwand van de lagerbus gedrukt. In deze wand zijn twee stel schroeflijnvormige groevenpatronen 4 en 5 aangebracht, die beide een omlaag gerichte pompwerking hebben. De groeven 4 moeten alleen voorkomen dat bij het roteren een deel van het vet naar boven ontsnapt, doch de groeven 5 pompen het vet naar het axiale lager 1 toe, zodat dit en het radiale lager 2 steeds met vet gevuld blijven.

De genoemde tekortkoming van de constructie in fig. 1a is daarmee opgeheven, maar een andere, subtielere, speelt ons nog parten. Het is moeilijk om de tegen elkaar in werkende stuwkrachten die de groeven van lager 1 en van lager 2 op het vet uitoefenen, precies te balanceren, vooral ook doordat deze zullen afhangen van de axiale en radiale belastingen, die onafhankelijk van elkaar kunnen variëren. We kunnen dus in de praktijk niet vermijden dat toch een geringe stroming in het vet wordt veroorzaakt. Om ook deze moeilijkheid op te vangen, hebben we een terugweg voor het weggepompte vet ingebouwd. We zorgen door geschikte dimensionering ervoor dat de pompwerking van het lager 1 (die nog gesteund wordt door het groevenpatroon 5) altijd overheerst. Zoals in fig. 1c is te zien, bevat het radiale lager een ringvormig opvangkamertje 6 voor het vet. De groeven in lager 2 zorgen voor afsluiting naar beneden, en van het kamertje 6 lopen een aantal retourkanalen 7 naar het

ringvormige voorraadkamertje 3, aan de intreezijde van het axiale lager 1.

De circulatie van het vet, waarop de gegeven oplossing is gebaseerd, heeft nog het voordeel dat men luchtballen die eventueel bij het vullen van het lager met vet hierin achterblijven, na korte tijd uit de lagerspleten kwijt is. Vullen van het lager onder vacuüm is dus niet nodig.

In fig. 2 is een foto van een uitvoeringsvorm van het beschreven lager weergegeven.

Met de geschetste uitbreiding tot constructies met doorgaande as worden belangrijke nieuwe perspectieven voor het vetlager geopend. Het zal nu wellicht

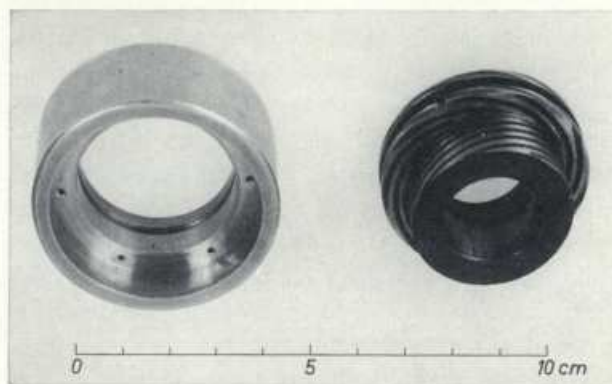


Fig. 2. Delen van het nieuwe spiraalgroeflager. Links de lagerbus, rechts het van hard materiaal vervaardigde bewegende gedeelte, dat op de doorgaande as bevestigd wordt. De groevenpatronen (1, 2, 4 en 5 van fig. 1) zijn hier niet in de wand van de lagerbus, maar in het harde bewegende gedeelte geëtst, hetgeen voor de werking op hetzelfde neerkomt. Om alle groevenpatronen zichtbaar te maken, is dit gedeelte in omgekeerde stand ten opzichte van de lagerbus afgebeeld. In de lagerbus ziet men de uitmondningen van de kanalen, die bij deze uitvoering nog iets anders verlopen dan in fig. 1c aangegeven (7).

op ruime schaal toepassing kunnen vinden als lager voor relatief hoge belasting en toerental of voor zeer lange levensduur (> 20 000 uren), waarvoor de goedkope sinterlagers (geïmpregneerde lagers) niet geschikt zijn en waar men de in verhouding kostbare en volumineuze kogellagers zou willen vermijden. Verdere voordelen, zoals het feit dat de vetlagers (evenals zweeflagers met olie) veel minder lawaai maken dan sinter- en kogellagers, en het feit dat zij goed bestand zijn tegen stotende belasting, zullen er naar onze mening eveneens toe bijdragen deze lagers ingang te doen vinden.

G. Remmers

G. Remmers is medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Gloeilampen met broom- en met chloorhoudend vulgas

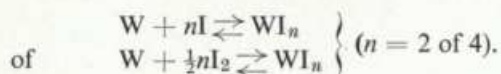
G. R. T'jampens en M. H. A. van de Weijer

621.326.79

Het eerste kringproces dat in gloeilampen is geïntroduceerd — de wolfram-jodiumcyclus —, zal naar het zich laat aanzien door verscheidene andere gevolgd worden. Na de jodiumlamp zijn nu ook een aantal typen broomlampen op de markt gekomen, terwijl de mogelijkheden van chloor- en van fluorlampen nader worden onderzocht.

De enige jaren geleden in dit tijdschrift beschreven jodiumlamp ^[1] was nauwelijks uit het laboratoriumstadium gekomen of hij werd op grote schaal geproduceerd. De lamp vond in korte tijd vele applicatiegebieden. Wat van het begin af reeds werd vermoed, is bewaarheid: de invoering van de gloeilamp met regeneratieve cyclus is, na de komst van de kooldraadlamp van Edison in 1879 en van de met gas gevulde wolframlamp in 1913, een nieuwe mijlpaal geworden in de gloeilampenontwikkeling.

Wolfram reageert chemisch met jodium volgens de reacties:



Bij relatief lage temperatuur wordt het wolframjodide gevormd; bij relatief hoge temperatuur wordt het ontleed. In een gloeilamp heeft dit tot effect dat het van de gloeispiraal verdampte wolfram in de koudere lampregionen wordt gebonden tot een jodide. Dit jodide is bij de in de brandende lamp heersende temperatuur gasvormig. Het diffundeert tot bij de hete spiraal, waar het wederom wordt ontleed in wolfram en het oorspronkelijke halogeen.

Op deze wijze blijft de ballonwand vrij van wolframneerslag, vrij van zwarting dus. Hierdoor is het mogelijk de ballonoppervlakte zonder bezwaar drastisch te verkleinen. De ballon moet dan wel van hoogsmeltende glassoorten, zoals kwartsglas, worden uitgevoerd in verband met de hogere ballonwandtemperatuur. De aldus sterk verkleinde lamp — met een volume dat slechts enkele procenten bedraagt van dat van de klassieke uitvoering — is mechanisch aanzienlijk sterker, waardoor de ballon zonder gevaar met gas van hoge druk kan worden gevuld. Dit geeft

op zijn beurt de mogelijkheid tot verlenging van de levensduur of tot verhoging van het lichtrendement. Het resultaat is dus een sterk verkleinde lamp met verhoogde prestaties die tijdens de gehele levensduur geen lichtverlies vertoont door zwarting.

Voor een goed begrip van de technologische problematiek die met het nieuwe lamptype ontstaan is, moeten we ons realiseren dat de lamp een geheel nieuwe „dimensie” erbij heeft gekregen, door de introductie van een continu werkzaam *chemisch* proces in de lamp. Tot nog toe had men bij de werking van de gloeilamp immers uitsluitend te maken met *fysische* processen, hoezeer ook de chemie bij de voorbereiding hiervan een rol speelde. Bij het nieuwe lamptype blijven de bekende fysische processen van verdamping en diffusie werkzaam, doch deze worden aangevuld met de chemische processen van voortdurende vorming en ontleding van wolframverbindingen. Dit compliceert het gebeuren in de lamp in hoge mate. Het is dan ook niet zo verwonderlijk dat men al spoedig ondervond dat de jodiumlamp niet gemakkelijk reproduceerbaar te vervaardigen is.

Wat is precies het geval? De wolfram-jodiumcyclus wordt gemakkelijk beïnvloed door sporen verontreinigingen in de lamp. Dergelijke verontreinigingen kunnen van het begin af aanwezig zijn of ze kunnen gedurende het branden vrijkomen uit de wolframspiraal en de glaswand. Deze verontreinigingen kunnen zwarting van de lamp veroorzaken of de levensduur ernstig verkorten. Het eerste effect is waarschijnlijk toe te schrijven aan een vertraging van de cyclus door de verontreinigingen, het tweede aan een versnelling van de cyclus.

In de jodiumlamp behoort b.v. waterstof tot de „cyclusvertragers”, en zuurstof tot de „cyclusversnellers” ^[2]. Aangezien in de praktijk de meeste hinder wordt ondervonden van de cyclusvertragende verontreinigingen, wordt veelal opzettelijk een kleine hoeveelheid zuurstof aan het vulgas toegevoegd om de cyclus te activeren. Het zal duidelijk zijn dat dit

G. R. T'jampens, Lic. sc., en Ir. M. H. A. van de Weijer zijn medewerkers van Philips' Hoofdindustriegroep Licht, resp. te Turnhout en te Eindhoven.

balanceren tussen activerende en vertragende invloeden bezwaarlijk tot een fabricageproces kan leiden dat men volkomen in de hand heeft.

Nu beschikken we voor de klassieke gloeilamp over een aantal chemische stoffen die als zg. „getter” in staat zijn verontreinigingen chemisch te binden. Fosfor en zirkoon zijn de meest toegepaste. Voor de jodiumlamp is evenwel tot nog toe geen praktisch bruikbare getter gevonden. Wel is in dit verband gewezen op koolstof als mogelijkheid [3]. Het is niet zo verwonderlijk dat het getterprobleem voor halogeengloeilampen zo moeilijk ligt, omdat men van de getter verlangt dat de chemisch zeer actieve halogenen niet door de getter worden gebonden en de ongewenste onzuiverheden wel. Het gebrek aan een goed werkzame getter voor de jodiumlamp laat zich extra gevoelen, omdat, vergeleken met de klassieke lamp, de verontreinigingen veel ernstiger gevolgen kunnen hebben en de spiraal- en ballonwandtemperaturen daarenboven zoveel hoger zijn dat meer verontreinigingen tijdens het branden van de lamp kunnen vrijkomen.

De onmogelijkheid om een getter toe te passen leidt tot zware eisen aan de fabricageprocessen. Zij moeten een uiterste graad van zuiverheid van de lamp garanderen, die bovendien gedurende de hele brandtijd van de lamp gehandhaafd moet blijven.

Geheel los hiervan staat dan nog de technologische problematiek die enerzijds samenhangt met de chemische agressiviteit van jodium ten opzichte van klassieke pompmaterialen, zoals metalen, rubber en vetten, en anderzijds met de lage dampspanning van jodium bij kamertemperatuur, hetgeen speciale problemen geeft voor het inbrengen van de jodiumdamp in de lamp.

Het een en ander was voldoende aanleiding om ook andere halogenen, hoewel theoretisch misschien minder geschikt [1], op hun praktische bruikbaarheid als transportgas te beproeven [4]. Hierbij werd al spoedig de mogelijkheid ontdekt om halogeenvormingen te gebruiken. In dit artikel beperken we ons voornamelijk tot beschouwingen over chloor en broom en verbindingen hiervan [5].

Onderzoekingen aan de cyclus met chloor en met broom

Voordat we de resultaten der verrichte experimenten beschrijven, willen we nagaan welke verschillen we mogen verwachten tussen de verschillende wolfram-halogeencycli. We baseren ons hierbij uitsluitend op thermodynamische gegevens. Er zijn aanwijzingen dat de kinetische factoren het beeld niet essentieel wijzigen.

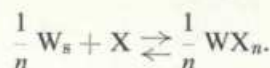
De reacties tussen vast wolfram W_s en moleculair halogeen X_2 kunnen als volgt worden beschreven:



Voor deze reacties is de evenwichtsconstante:

$$K_p = \frac{(p_{WX_n})^{1/n}}{(p_{X_2})^{1/2}}.$$

De reacties tussen vast wolfram W_s en atomair halogeen X kunnen worden beschreven als:



Voor deze reacties is de evenwichtsconstante:

$$K_p = \frac{(p_{WX_n})^{1/n}}{p_X}.$$

In fig. 1 is globaal weergegeven hoe de evenwichtsconstante K_p voor de halogenen chloor, broom en jodium verloopt als functie van de temperatuur.

Voor een goed begrip zij nader gepreciseerd aan welke eisen moet worden voldaan opdat het kringproces goed wordt onderhouden. Bij de ballonwandtemperatuur (ca. 800 à 1000 °K) moet het evenwicht aan de zijde van het wolframhalogenide liggen en bij de spiraaltemperatuur (ca. 3000 °K) aan de zijde van de ontledingsprodukten. Het atomaire halogeen speelt de belangrijkste rol. Hiervan uitgaande constateren we uit de figuur dat alle drie beschouwde halogenen aan de gestelde eisen voldoen.

Een afzonderlijk probleem vormen de spiraaleinden en spiraalondersteuning (voorzover zij van wolfram gemaakt zijn), aangezien deze een lagere temperatuur hebben dan het middengedeelte van de spiraal. Het is heel goed mogelijk dat terwijl aan het middengedeelte van de spiraal de gewenste ontleding van het halogenide en afzetting van wolfram plaatsvindt, dit proces aan de koudere spiraaldelen in omgekeerde richting verloopt, en de spiraal op die plaatsen wordt

[1] J. W. van Tijen, Gloeilampen met jodiumhoudend vulgas (I), Philips techn. T. 23, 217-222, 1961. Voor verdere informatie zie b.v. E. G. Zubler en F. A. Mosby, Illum. Engng. 54, 734, 1959; W. Schilling, Elektrotechn. Z. B 13, 485, 1961; J. A. Moore en C. M. Jolly, B.E.C. Journal 29, 99, 1962; J. W. Strange en J. Stewart, Trans. Illum. Engng. Soc. (London) 28, 91, 1963.

[2] Mogelijk speelt zuurstof een essentiële rol in de reactie tussen wolfram en jodium. Recent onderzoek op dit punt door J. Schröder en J. Tillack (Laboratorium Aken van Philips Zentrallaboratorium GmbH) wordt binnenkort gepubliceerd.

[3] C. Collins en E. G. Zubler, U. S. Patent 3.132.278, 5 mei 1964.

[4] Bij het verrichten van dit onderzoek hebben wij in het bijzonder veel hulp ondervonden van R. Meijer en V. Notelte van Philips' Hoofdindustrialgroep Licht te Turnhout.

[5] Voor een beschouwing omtrent de mogelijkheden met fluor zie J. Schröder, Voorbeelden uit de fluorchemie en mogelijke technische toepassingen, Philips techn. T. 26, 277-282, 1964/65 (no. 8/9/10).

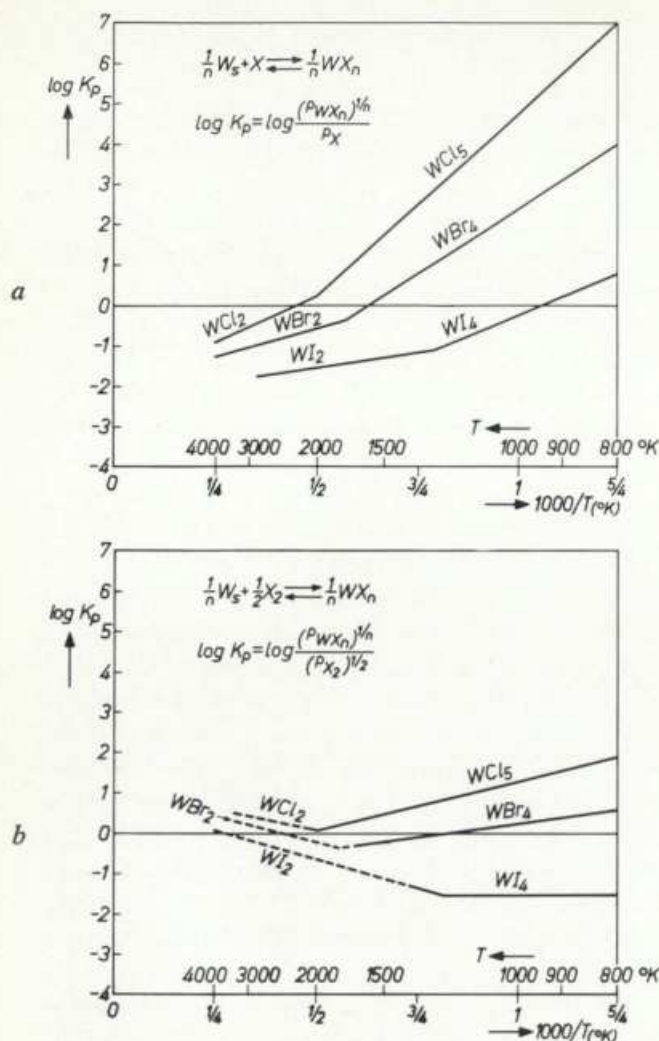


Fig. 1. Voor de reacties tussen enerzijds vast wolfram en anderzijds jodium, broom en chloor in a) atomaire en b) moleculaire toestand is de evenwichtsconstante K_p globaal weergegeven als functie van de temperatuur T . Het gedeelte van de curven dat in (b) met een stippellijn is aangegeven, heeft slechts theoretische betekenis, omdat in het desbetreffende temperatuurgebied het halogeen vrijwel uitsluitend in atomaire toestand bestaan kan.

aangetast — met als gevolg dat de lamp voortijdig aan zijn einde komt.

Wagen we ons thans aan een vergelijking tussen de verschillende halogenen (nog steeds op grond van de thermodynamische gegevens uit fig. 1), dan komen we tot de volgende uitspraken.

Bij eenzelfde temperatuur neemt in de volgorde jodium-broom-chloor de stabiliteit van het wolfram-halogenide toe (grotere K_p). Enerzijds wil dit zeggen dat in de koude lampregioenen de omzetting van het wolfram in het halogenide gemakkelijker verloopt, en dat dus het zwartingsgevaar in de beschouwde reeks kleiner wordt. Anderzijds verloopt de ontleding van het halogenide in de hete lampregioenen in deze volgorde moeilijker. In de onmiddellijke omgeving van het middengedeelte van de spiraal is de ontleding

voor alle drie de halogeniden echter nog ruimschoots verzekerd.

Wat de aantasting van de spiraaleinden betreft, in dit opzicht lijkt chloor het ongunstigst te zijn. Bij verlaging van de temperatuur verschuift voor dit halogeen het evenwicht het snelst naar de zijde van het halogenide, en is dus het gevaar voor de ongewenste omkering van het proces het grootst.

Experimentele resultaten

Voor de meeste te beschrijven experimenten werden foto-opnamelampen van 225 V en 1000 W gebruikt, die als jodiumlampen op de markt zijn. Deze lampen hebben een lichtrendement van ca. 32 lm/W, een kleurtemperatuur van ca. 3400 °K, en een levensduur van ca. 30 uur. De gasvulling bestaat uit 1 atm argon met 8% stikstof en ongeveer 5 torr jodiumdamp. Bij de experimenten werden de te beproeven halogenen en halogeenverbindingen in plaats van het jodium in de lamp gebracht. Chloor werd in de lamp gebracht in de vorm van tetrachloorkoolstof (CCl_4) en broom als broomgas (Br_2). CCl_4 is thermisch weinig stabiel en valt bij het branden van de lamp uiteen in C en 2 Cl_2 [6]. Bij onze experimenten werd de partiële druk van het halogeen gevarieerd tussen ongeveer 0,1 en 10 torr.

Zowel voor chloor als voor broom blijkt bij relatief lage partiële drukken de cyclus bij het begin van de brandtijd voldoende te werken: de lamp blijft helder. Na bepaalde brandtijden treedt echter plotseling een vrij ernstige zwarting op. De levensduur is normaal, dus ongeveer 30 uur.

Bij relatief grote hoeveelheden chloor en broom is gedurende de gehele brandtijd van enige zwarting geen sprake. De cyclus werkt dus goed. De levensduur is echter slechts kort, voor chloor in bepaalde gevallen zelfs maar ongeveer 10 minuten. De spiraal vertoont plaatselijk sterke dendrietvorming (fig. 2) en de ondersteuning is aangetast.

Bij juiste keuze van de partiële halogeendruk bleek het mogelijk zowel met chloor als met broom, lampen te maken die niet zwarten en bovendien de vereiste levensduur halen. Deze optimale drukken lagen, bij het onderzochte lamptype, voor CCl_4 in het gebied van 0,3 tot 0,6 torr en voor Br_2 tussen ca. 3 en ca. 6 torr (fig. 3 en 4).

Het beschreven gedrag zou als volgt verklaard kunnen worden. Bij grote hoeveelheden chloor en broom worden de relatief koude spiraaleinden en -ondersteuning in snel tempo aangetast. Indien de partiële druk echter laag wordt gekozen, verloopt de aantasting van de koudere wolframdelen voldoende langzaam, terwijl de regeneratieve cyclus toch nog voldoende functioneert om ballonzwarting te voorko-

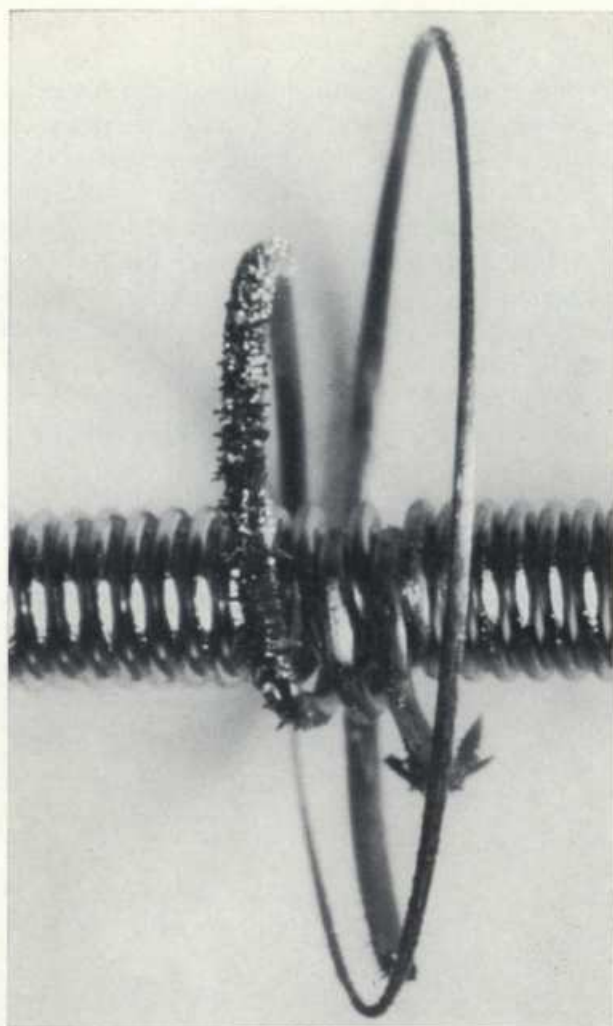


Fig. 2. Typische dendrietvorming bij de spiraalondersteuning ten gevolge van overmaat broom. Vergroting 20 $\times$.

men. Dit laatste is niet zo verwonderlijk indien men bedenkt dat b.v. bij de beschouwde proeflamp slechts een hoeveelheid van enkele tienden milligrammen wolfram per uur van de spiraal verdampt. Drukken van de orde van 0,1 torr chloor en broom zouden reeds voldoende kunnen zijn om deze hoeveelheid wolfram in kringloop te houden. In de praktijk is een dergelijke lage druk echter moeilijk gedurende de gehele brandtijd te handhaven, omdat het halogeen gemakkelijk gebonden wordt door verontreinigingen die tijdens het branden van de lamp worden vrijgemaakt^[7]. Er treedt dan vrij plotseling een verstoring van de cyclus op, hetgeen zich uit in ernstige zwarting van de lamp.

De gedachte kwam toen op om toch met een dergelijke lage halogeendruk te gaan werken en te trachten op een of andere wijze deze druk gedurende de hele brandtijd van de lamp op peil te houden.

Alvorens hierop verder in te gaan, willen we nog aanstippen dat men ook bij jodiumlampen wellicht meer zou kunnen bereiken door een betere benadering van de optimale keuze van de jodiumdosering. Hoewel dit niet grondig onderzocht is, bleek b.v. de wolfram-

[6] Hoewel men van de koolstof bepaalde bijwerkingen mag verwachten^[3], bleek het gedrag van CCl_4 in de lamp weinig af te wijken van dat van Cl_2 . Proeven met Cl_2 werden uitgevoerd door J. Tillack, Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken.

[7] Men bedenke hierbij dat een halogeen met een druk van 0,1 torr in dit lampvolume van 4 cm³ slechts een totale gewichtshoeveelheid vertegenwoordigt van ongeveer 5×10^{-6} g, tegenover een spiraalgewicht van ongeveer 0,5 g. Eventuele verontreinigingen in de gloeispiraal van de orde van 10×10^{-6} zijn dus reeds van dezelfde orde van grootte als de totale beschikbare hoeveelheid halogeen.

Fig. 3. Proeflampen (225 V, 1000 W, 12 cm lang) met verschillende doseringen tetrachloorkoolstof.

Lamp 1: na 5 branduren is de lamp nog intact, maar vertoont reeds sterke zwarting.

Lamp 2: einde levensduur na 26 branduren.

Lamp 3: einde levensduur na 3 branduren.

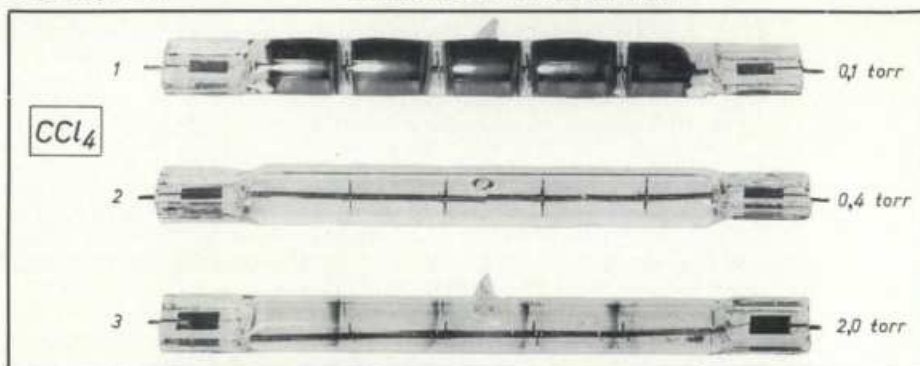
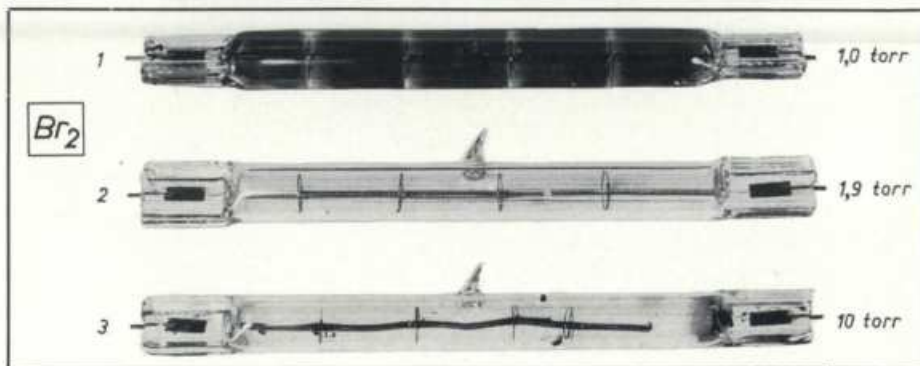


Fig. 4. Proeflampen met verschillende doseringen broom.

Lamp 1: na 15 branduren is de lamp nog intact, doch sterk gezwart.

Lamp 2: einde levensduur na 31 branduren.

Lamp 3: einde levensduur na 15 branduren.



jodiumcyclus bij jodiumdrukken van ongeveer een atmosfeer aanzienlijk minder kans te lopen verstoord te worden dan bij de gebruikelijke 5 à 10 torr. Men heeft dit niet verder onderzocht, omdat bij dergelijke concentraties een veel te sterke lichtabsorptie in de violette jodiumdamp optreedt.

Onderzoekingen aan de cyclus met halogeenvaterstoffen

De grondslag van onze verdere onderzoekingen is dus geworden het handhaven van een zeer lage partiële chloor- of broomdruk gedurende de hele brandtijd van de lamp. Hiertoe is gezocht naar verbindingen die bij hoge temperatuur gedeeltelijk ontleiden en op deze wijze de vereiste hoeveelheid vrij halogeen leveren. Verbindingen die in een dergelijk dissociatie-evenwicht met vrij halogeen verkeren, zullen indien vrij halogeen door verontreinigingen wordt gebonden, halogeen „naleveren”. Zij hebben de werking van een chemische buffer. Aangezien de halogeendruk laag

men met dergelijke „haloegenbuffers” twee vliegen in een klap.

Chloorwaterstof en broomwaterstof zijn halogeenvaterstoffen die tamelijk goed aan de gestelde voorwaarden voldoen. Fig. 5 geeft een beeld van de thermische stabiliteit van deze verbindingen. In de figuur is de logaritme van de dissociatiegraad α van deze verbindingen, en tevens die van joodwaterstof, uitgezet als functie van de temperatuur. Bij temperaturen van ca. 3000 °K zijn de eerstgenoemde stoffen vrijwel volledig gedissocieerd ($\log \alpha = 0$), maar bij temperaturen van ca. 1000 °K slechts voor een geringe fractie.

In de beschreven proeflampen werd het gedrag van halogeenvaterstoffen als regeneratief transportgas experimenteel onderzocht. Met HBr waren goed functionerende lampen te maken in het drukgebied van ca. 4 tot ca. 50 torr, met ongeveer normale levensduur, en zonder zwarting. Bij drukken kleiner dan 4 torr trad zwarting op, bij drukken groter dan 50 torr

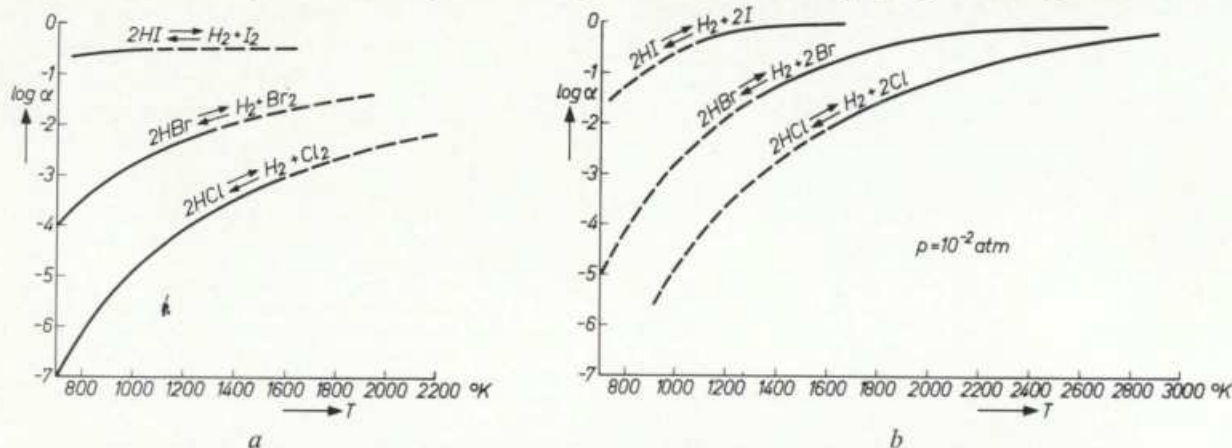


Fig. 5. a) De dissociatiegraad α van halogeenvaterstoffen bij ontleding volgens de reactie $2HX \rightleftharpoons H_2 + X_2$ als functie van de temperatuur. De dissociatiegraad is in dit geval onafhankelijk van de druk (evenveel gasmoleculen links en rechts van de pijlen). Het gestippelde gedeelte van de curven heeft slechts theoretische betekenis, omdat bij de desbetreffende hoge temperaturen het molecuulair halogeen X_2 vrijwel geheel dissocieert in atomaire halogeen. b) Hetzelfde voor de reactie $2HX \rightleftharpoons H_2 + 2X$. De dissociatiegraad is nu afhankelijk van de druk. De weergegeven curven hebben betrekking op een druk van 10^{-2} atm, hetgeen ongeveer de halogeenvaterstofdruk is die in een lamp wordt toegepast. Het gestippelde gedeelte van de curven geeft aan dat in het desbetreffende temperatuurgebied het atomaire halogeen bij voorkeur zal recombineren tot molecuulair halogeen. Vanwege de geringe concentraties en de daarmee verband houdende geringe botsingskans is de atomaire toestand in dit temperatuurgebied echter wel degelijk mogelijk.

moet zijn, moeten deze bufferende verbindingen thermisch zeer stabiel zijn.

Dit laatste wil tevens zeggen dat slechts op de heetste plaatsen bij de spiraal in enige mate vrij halogeen wordt gevormd, terwijl op de koudere plaatsen, zoals bij de spiraaleinden en -ondersteuning, het halogeen voornamelijk in gebonden vorm voorkomt en de concentratie van vrij halogeen daar dus zeer gering kan worden gehouden. Deze verdeling van het vrije halogeen is gunstig voor de levensduur van de lamp, die immers vooral bedreigd wordt door aantasting op de genoemde koudere plaatsen. Zo slaat

werd de levensduur korter (fig. 6). Het optimum bleek voor de proeflampen bij ongeveer 10 torr te liggen, doch deze waarde was weinig kritisch.

Met HCl was het eveneens mogelijk goed functionerende lampen te maken. Het vinden van de juiste dosering en het fabriceren van de lampen was echter aanzienlijk moeilijker dan met HBr. Bruikbare resultaten worden bereikt met partiële drukken van HCl tussen ca. 7 en ca. 15 torr. Zowel bij lagere als bij hogere drukken vertoonden de lampen zwarting (fig. 7). Voor het gehele onderzochte drukbereik was de levensduur ongeveer normaal.

Met HI was het, binnen het onderzochte drukgebied van 0 tot 100 torr, niet mogelijk goed functionerende lampen te maken. Steeds werden de lampen tijdens de levensduur op ontoelaatbare wijze gezwart. Wel werd de zwarting bij hogere HI-drukken enigszins minder (fig. 8). De levensduur werd niet duidelijk door de HI-dosis beïnvloed en was ongeveer normaal.

De beschreven verschillen in gedrag zijn, vanwege de gecompliceerde aard van het gebeuren, moeilijk volledig te verklaren. Een belangrijke rol spelen:

- De affiniteit tussen wolfram en het desbetreffende halogeen bij verschillende temperaturen, zoals reeds eerder uiteengezet.
- De concurrerende affiniteit tussen waterstof en het desbetreffende halogeen bij verschillende temperaturen; dit is mogelijk de voornaamste oorzaak van de eerder vermelde cyclustragende invloed van waterstof.
- De concentratieverdeling van vrije halogeenatomen, waterstof en wolfram in de gasvulling. Deze concentratieverdeling hangt onder andere af van de samenstelling en druk van de gasvulling, alsmede van de temperatuurcondities ter plaatse.

Fig. 6. Proeflampen met verschillende doseringen HBr.
Lamp 1: na 17 uur is de lamp intact, maar gezwart.
Lamp 2: einde levensduur na 28 uur.
Lamp 3: einde levensduur na 17 uur.

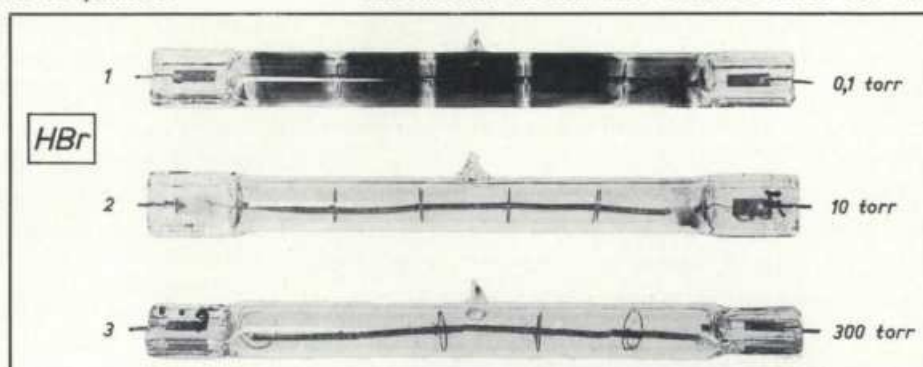


Fig. 7. Proeflampen met verschillende doseringen HCl.
Lamp 1: na 15 uur is de lamp intact, maar gezwart.
Lamp 2: einde levensduur na 33 uur.
Lamp 3: na 15 uur is de lamp intact, maar gezwart.

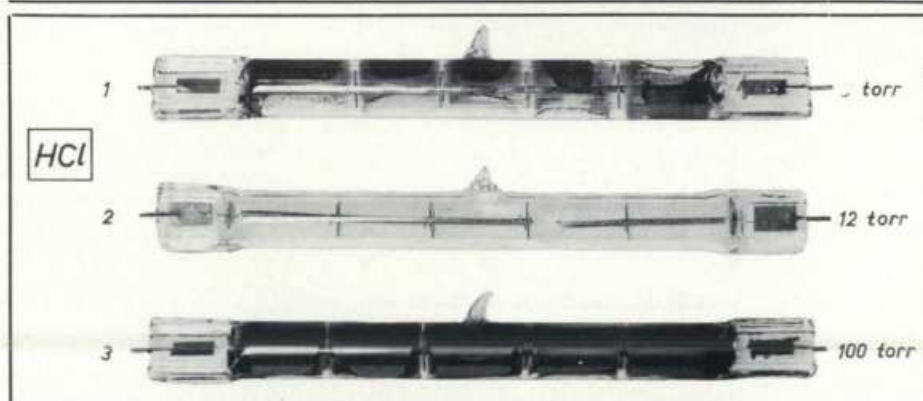
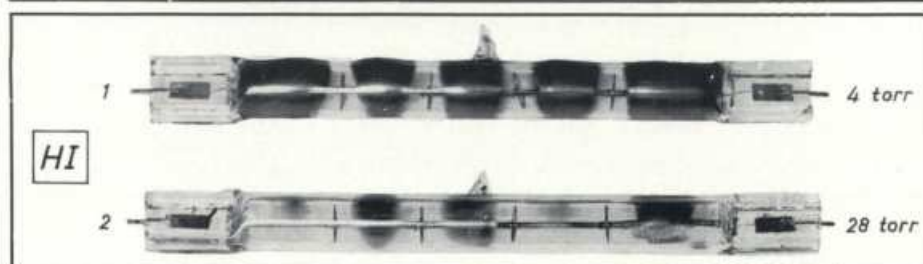


Fig. 8. Proeflampen met verschillende doseringen HI. De foto geeft de situatie weer na 15 branduren. Beide lampen zijn nog intact. Zoals men ziet, zijn de lampen na een zo korte brandtijd reeds sterk gezwart. De zwarting neemt af bij toenemende dosering HI.



Verschuinselen bij lange levensduren

Bij uitbreiding van de proeven met HCl en HBr tot lamptypen met een vereiste levensduur van enkele duizenden uren traden complicaties op. Tijdens het branden van de lamp ontsnapt waterstof door de kwartswand en men krijgt diensgevolge een voortdurende toeneming van de concentratie aan vrij halogeen. Het gedrag van de lamp op *langere duur* vertoont dan ook veel overeenkomst met dat van de lamp met de *zuivere* halogeenvulling op *korte duur*: ernstige aantasting van spiraaleinden en spiraalondersteuningen.

Deze verschuinselen zouden op verschillende manieren bestreden kunnen worden, b.v.:

- Door de ballon te maken van materiaal dat weinig waterstof doorlaat. Hardglas is het enige dat in dit verband op dit ogenblik in aanmerking kan komen. De moeilijkheid hierbij is de lagere verwekingstemperatuur vergeleken met kwartsglas.
- Door de ballon te maken van kwartsglas, maar deze ballon te omgeven met een tweede ballon van een materiaal dat weinig waterstof doorlaat, zoals glas. De ruimte tussen beide ballons zou dan gevuld moeten worden met waterstof onder een be-

paalde druk, opdat geen verlies uit de kwartsballon plaatsvindt. Voor lamptypen die om andere redenen toch al van een extraballon worden voorzien, zoals bepaalde reflectorlampen, lijkt dit een aantrekkelijke methode.

- c) Door in de gasvulling van de kwartslamp een overmaat aan waterstof toe te voegen, zodat een zekere reserve tegen waterstofverdwijning wordt gecreëerd. Het toevoegen van extrawaterstof heeft echter gevolgen voor het dissociatie-evenwicht van het halogeenwaterstof en kan dus niet onbeperkt worden toegepast. Het waterstoftekort in de lamp wordt door deze methode niet principieel bestreden, maar op eenvoudige manier naar een later tijdstip verschoven.

In hoeverre dergelijke middelen inderdaad met succes kunnen worden toegepast, is sterk afhankelijk van de gewenste levensduur en de aard van het desbetreffende lamptype^[8].

Onderzoekingen aan de cyclus met halogeenkoolwaterstoffen

Evenals chloor in de lamp gebracht kan worden in de vorm van tetrachloorkoolstof, die in de lamp uiteenvalt, kan halogeenwaterstof in de lamp worden gebracht in de vorm van een halogeenkoolwaterstofverbinding, die in de lamp uiteenvalt in halogeenwaterstof en koolstof.

Voor de fabricage hebben sommige halogeenkoolwaterstoffen technologisch grote voordelen boven halogeenwaterstof, omdat zij chemisch weinig actief zijn. Zo kan men bij de dosering met klassieke pompmaterialen werken. Bovendien kan men door keuze van de verbinding op eenvoudige wijze de waterstof-halogeenverhouding beïnvloeden. Stoffen als CHCl_3 , CH_2Cl_2 , CH_3Br en CH_2Br_2 zijn met succes beproefd. Vooral CH_2Br_2 en CH_3Br blijken praktische waarde te hebben. Lampen met deze broomkoolwaterstoffen zijn thans reeds in productie. CH_3Br heeft door zijn overmaat aan waterstof in zichzelf reeds een zekere reserve tegen het verdwijnen van waterstof door de ballonwand tijdens het branden van de lamp. Het is hierdoor geschikt voor lamptypen met lange levensduur. Voor de typen met korte levensduur geeft CH_2Br_2 de beste resultaten.

De bij de ontleding van de halogeenkoolwaterstoffen vrijgekomen koolstof werkt mogelijk als getter^[3]. De koolstof die wordt vrijgemaakt, ontstaat in zeer fijn verdeelde toestand en verspreidt zich door de gehele lamp. Een positieve indicatie voor de getterwerking is het geconstateerde feit dat de levensduur van lampen met een CH_2Br_2 -vulling een kleinere spreiding vertoont dan het geval is bij lampen met een HBr-vulling.

Praktijkresultaten

Na het in productie brengen van diverse lamptypen met de boven omschreven broomkoolwaterstoffen werd het volgende geconstateerd in vergelijking met de productie van overeenkomstige jodiumlampen.

De neiging tot zwart worden van de lampen is sterk verminderd. De levensduurspreiding is kleiner. De lichthoeveelheid is ongeveer 5% hoger, door het niet meer optreden van de lichtabsorptie in de violette jodiumdamp. De lamp is minder gevoelig voor afwijkingen van de horizontale brandstand. De productie-apparatuur is aanzienlijk eenvoudiger.

Uit de beschreven onderzoekingen blijkt dat er een vrij ruime keuze bestaat voor het transportgas in een gloeilamp met regeneratieve cyclus. Niet alleen is er de keuze tussen de verschillende halogenen, doch tevens kunnen deze gecombineerd worden, hetzij met zuurstof, b.v. in het geval van de jodiumlamp, hetzij met waterstof, b.v. in het geval van de broom- en de chloorlamp.

Het is dan ook te verwachten, dat er een zekere diversiteit zal ontstaan in toegepaste transportgassen, waarbij het gas is aangepast aan de aard van de desbetreffende gloeilamp. Bij het bepalen van de keuze van het transportgas zullen de spiraaltemperatuur en de edelgasvulling een grote rol spelen. Deze zijn immers in hoge mate bepalend voor de verdampings-snelheid van de gloeispiraal en daarmee voor de „be-lasting” van de regeneratieve cyclus.

[8] De toepassing van halogeenwaterstoffen in gloeilampen wordt eveneens vermeld in U.S. Patent 3.091.718 van 28 mei 1963. Hierbij wordt echter HI in de „preferred embodiment of the invention” toegepast. Bovendien wordt volgens het patent vereist dat de ballonwand voor waterstof permeabel is, met het doel juist om de waterstof uit de lamp te laten ontsnappen.

Samenvatting. Uit de ervaring met jodiumgloeilampen is gebleken dat de wolfram-jodiumcyclus gemakkelijk beïnvloed wordt door verontreinigingen in de lamp. Bovendien roept het jodium een aantal technologische problemen op bij de fabricage van de lamp. Daarom werd een onderzoek ingesteld naar de mogelijkheden die andere halogenen als transportgas ter vermindering van ballonzwarting zouden kunnen bieden. Uit dit onderzoek bleek dat ook met chloor en broom praktisch bruikbare resultaten zijn te behalen indien men deze halogenen in zeer geringe concentraties toepast en men de concentratie op peil weet te houden gedurende de gehele brandtijd. Op basis van dit inzicht werden een aantal halogeenverbindingen onderzocht die bij hoge temperatuur in dissociatie-evenwicht met vrij halogeen verkeren en die derhalve in de brandende lamp een constante partiële druk van het halogeen kunnen handhaven (bufferwerking). Door stabiele verbindingen te kiezen, kan men ervoor zorgen dat deze partiële halogeendruk in de lamp gering is. Om technologische redenen wordt de voorkeur gegeven aan gasvormige, chemisch weinig actieve verbindingen. Veelbelovende perspectieven bieden halogeenwaterstoffen en vooral een aantal halogeenkoolwaterstoffen, waaronder CH_2Br_2 en CH_3Br . Deze laatste worden thans reeds in vele bij Philips in productie zijnde lamptypen toegepast. Voor de toekomst mag men verwachten voor een gegeven lamp uit een aantal verschillende transportgassen te kunnen kiezen. De keuze zal bepaald worden door de specifieke eigenschappen van de desbetreffende lamp.

Integratie van elektronische schakelingen

539.234:621.3.049.7

In dit nummer vindt de lezer een drietal artikelen over geïntegreerde schakelingen. Een korte inleiding moge het in deze artikelen behandelde in het juiste perspectief brengen.

Naarmate de elektronische apparatuur ingewikkelder is geworden, is men meer behoefte gaan voelen aan rationelere technieken voor het samenstellen van de schakelingen uit de onderdelen. Aanvankelijk werden de onderdelen met behulp van draadvormige geleiders stuk voor stuk aan elkaar gesoldeerd. Een belangrijke stap vooruit was reeds de toepassing van „gedrukte bedrading”, waarbij met behulp van een foto-etsprocédé de geleiders op een isolerende ondergrond, meestal hardpapier, worden gevormd ^[1]. Deze platen zijn voorzien van gaten waar de aansluitdraden van de onderdelen, hetzij met de hand, hetzij automatisch ingeprikt kunnen worden. De verbindingen tussen de onderdelen en het geleiderspatroon komen tot stand door dompen van de onderzijde van de plaat in een gesmolten soldeerlegering.

Een voor de hand liggende verdere stap is, met dit foto-etsproces niet alleen geleidingsstrippen, maar tevens de weerstanden te maken. Dit brengt een groot aantal problemen met zich mee, met name wat betreft de keuze van het weerstandsmateriaal en de verwerkingsmethode. De hierbij gevolgde techniek berust op het in hoogvacuüm opdampen van dunne lagen van een geschikte metaallegering op een isolerend substraat, meestal een speciaal soort glas. Bij deze werkwijze behoeven de onderlinge verbindingen niet meer door solderen gemaakt te worden, maar ze komen tijdens de vervaardiging, i.c. het opdampen, meteen tot stand. Dit is de grondgedachte van de „geïntegreerde” schakelingen: onderdelen en verbindingen worden als *een geheel* vervaardigd.

In het hierna volgende artikel van Munk en Rademakers ^[2] worden de zojuist genoemde dunnelagentechniek en de hiermee verkregen resultaten behandeld.

Hoewel weerstandsnetwerken op zichzelf interessant kunnen zijn, heeft men natuurlijk meer behoefte aan schakelingen waarin ook andere elementen, zowel actieve als passieve, voorkomen. Een ontwikkeling die geleid heeft tot een actief schakelingselement dat op een glassubstraat wordt opgedampt en dat evenals een transistor voor versterking gebruikt kan worden, wordt beschreven in het artikel van De Graaff en Koelmans ^[3]. Het is verheugend dat de technieken verenigbaar zijn, d.w.z. dat de voor het maken van de actieve elementen noodzakelijke bewerkingen en temperatuurbehandelingen de kwaliteit van de opgedampte weerstanden en geleiders niet nadelig beïnvloeden. Een

industriële toepassing op grotere schaal van deze dunnelagentransistors zal echter pas kunnen beginnen nadat enige hinderlijke effecten vermeden kunnen worden.

Ook condensatoren tracht men op verschillende wijzen door opdampen te vervaardigen. De beste resultaten zijn verkregen met SiO als diëlektricum. Een bezwaar van deze condensatoren is dat zij een relatief te grote oppervlakte in de schakelingen beslaan. Ditzelfde bezwaar geldt in nog veel hogere mate voor de zelfinducties die men door opdampen kan vervaardigen, en mede wegens de geringe verkrijgbare kwaliteitsfactor mag men zelfs zeggen dat zelfinducties nauwelijks voor integratie vatbaar zijn: men moet in het algemeen de schakeling zo kiezen dat ze worden vermeden, of men moet ze vervangen door sub-schakelingen met inductieve impedantie ^[4].

Zowel voor diodes en transistors als voor condensatoren is men blijkens het bovenstaande voorlopig gedwongen tot afzonderlijke vervaardiging en naderhand invoegen in de opgedampte schakeling. Om het voordeel van de sterk gereduceerde afmetingen van de dunnelagenschakelingen niet teloor te doen gaan — de miniaturisatie is vanouds een streven van de elektronentechniek geweest en het is een ander belangrijk oogmerk van de integratie — maakt men de condensatoren met behulp van dunne titanaatlaagjes als kleine plaatjes, zg. chips, die men in de schakeling insoldeert. Iets dergelijks geldt voor de diodes en transistors: deze worden in een vlakke omhulling van glas of kunststof met geschikte aansluitcontacten gebracht.

Hoewel deze oplossing voor vele toepassingen voldoet en de dunnelagentechniek het voordeel heeft dat de weerstanden met nauwe tolerantie, goede temperatuurcoëfficiënt en geringe parasitaire capaciteit gemaakt kunnen worden, komt door het afzonderlijk solderen van de ingevoegde onderdelen de gedachte van de integratie niet volledig tot zijn recht.

Bij de kristalschakelingen, die in het artikel van Schmitz ^[5] behandeld worden, gaat men van een heel ander principe uit.

^[1] Zie b.v. R. van Beek en W. W. Boelens, Gedrukte bedrading in radiotoestellen, Philips techn. T. 20, 71-79, 1958.

^[2] E. C. Munk en A. Rademakers, Geïntegreerde schakelingen met opgedampte dunne lagen, Philips techn. T. 27, 141-151, 1965/66.

^[3] H. C. de Graaff en H. Koelmans, De dunnelagentransistor, Philips techn. T. 27, 160-166, 1965/66.

^[4] Dergelijke schakelingen, die ook in de normale elektronentechniek wel eens wenselijk kunnen zijn omdat de nodige spoelen te groot zouden worden, zijn b.v. beschreven in G. Klein en J. J. Zaalberg van Zelst, Enkele eenvoudige actieve filters voor lage frequenties, Philips techn. T. 25, 376-387, 1963.

^[5] A. Schmitz, Kristalschakelingen, Philips techn. T. 27, 152-159, 1965/66.

In plaats van een glasplaatje neemt men hier als substraat een stukje monokristallijn silicium. Door onderzoekingen die in de Bell-laboratoria begonnen zijn en mede door anderen voortgezet, is de *zg. planaire techniek* ontstaan. Door een listige opeenvolging van oxidatie, foto-etsprocédé en diffusie blijkt het mogelijk in een dunne laag van het kristal de transistors, diodes en weerstanden te maken. De verbindingen worden tot stand gebracht door de geleiders op te dampen op de door oxidatie ontstane oxidelaag, in welke men op de plaatsen waar men contact met de onderliggende onderdelen wil maken, gaten heeft geëtsd. In het genoemde artikel ^[5] vindt men een uitvoerige beschrijving van deze werkwijze.

De weerstanden die men op deze wijze kan verkrijgen, zijn van aanzienlijk mindere kwaliteit dan de opgedampde, maar voor vele doeleinden goed genoeg. Stelt men hogere eisen aan de weerstanden, dan kan men deze eventueel maken volgens de opdamptechniek, door opdampen van weerstandslaagjes op de oxidelaag — een mogelijkheid, die in het artikel van Munk en Rademakers ^[2] ook wordt besproken.

Ook condensatoren kunnen volgens de planaire techniek in het kristal worden gevormd, al zijn de realiseerbare capaciteitswaarden betrekkelijk klein.

De planaire techniek levert schakelingen op van bijzonder kleine afmetingen. In een oppervlak van 1 mm² kunnen tientallen onderdelen worden ondergebracht, die samen een elektrische functie kunnen vervullen. Dit maakt het mogelijk om op een siliciumplaatje van b.v. 2,5 cm diameter honderden van deze schakelingen tegelijk te maken. Bij een goede beheersing van de technieken, waardoor een grote opbrengst gewaarborgd wordt, mag men verwachten dat deze schakelingen goedkoper zullen worden dan die welke uit afzonderlijke onderdelen worden opgebouwd. Het is bovendien reeds proefondervindelijk gebleken dat de op deze wijze gemaakte schakelingen zeer betrouwbaar zijn. Een voordeel is dat, doordat honderden exemplaren door gelijktijdige bewerkingen tot stand komen, de mogelijkheid voor een door de mens gemaakte fout in deze schakelingen aanzienlijk geringer is dan in een stuk voor stuk samengestelde schakeling. Men zou dit misschien enigszins mogen vergelijken met het drukken van een boek. Als men de drukfouten uit het zetsel heeft gehaald, kan men er zeker van zijn dat alle met dit zetsel gedrukte boeken verder zonder fouten zullen zijn. Van de met de hand overgeschreven manuscripten, waarin letter na letter met elkander verbonden wordt, kan men daar nooit zeker van zijn. Uit het artikel van Schmitz ^[5] zal trouwens de overeenkomst met de techniek van de kleurendruk blijken: ook deze berust op het gebruik van fotografisch gemaakte maskers die in de juiste volgorde nauwkeurig op elkander gepast moeten worden.

De mogelijkheid om op deze wijze zeer grote aantallen onderdelen met hun onderlinge verbindingen op uiterst betrouwbare wijze te maken, komt juist op tijd. In de grote elektronische apparaturen zoals rekenmachines, elektronische telefooncentrales, apparaturen voor procesbesturing, enz., komen een zo groot aantal onderdelen voor dat deze zonder de genoemde mogelijkheid niet realiseerbaar zouden zijn. Bovendien worden dank zij de uiterst korte verbindingen in de geïntegreerde schakelingen de looptijden van signalen in grote machines beperkt. Ondanks het feit dat parasitaire capaciteiten de snelheid van de afzonderlijke schakelingen benadelen, wordt een nieuwe aanpak van het gebied der uiterst hoge frequenties mogelijk. Voor toepassingen in de ruimtevaart ten slotte is het belang zowel van minieme afmetingen als van uiterste betrouwbaarheid evident.

De geïntegreerde schakelingen scheppen dus nieuwe mogelijkheden, maar ook nieuwe problemen. Merkwaardig genoeg b.v. zijn nu, in tegenstelling met wat het geval is bij losse onderdelen, de transistors goedkoper dan de weerstanden. Dit vraagt een nieuwe instelling van de elektrotechnicus, die nu veel vrijer wordt in het gebruik van actieve onderdelen. Aan de andere kant blijft het moeilijk om hoge capaciteitswaarden en vrijwel ondoenlijk om zelfinducties volgens deze techniek te maken. Deze moet men dus zo veel mogelijk vermijden. Alleen door een nauwe samenwerking tussen de elektrotechnici en de technologen zal men tot de beste oplossing kunnen komen.

De afstand tussen de elektrotechnicus, die tot dusver zijn schakelingen vrijwel onafhankelijk van de onderdelenontwerper kon samenstellen, en de technoloog, die de onderdelen maakte, zal door de beschreven situatie in de toekomst aanzienlijk kleiner worden.

Tot heden toe zijn, op een enkele uitzondering na, de geïntegreerde schakelingen nog vertalingen van de conventionele. Met geringe moeite kan men in het blokje silicium de individuele onderdelen aanwijzen zoals men die op het schakelschema terugvindt. Het is echter te verwachten dat men in de toekomst de fysische eigenschappen van de vaste stof nog beter zal leren gebruiken, zodat men met een geringer aantal „onderdelen” de gewenste elektrische functies zal kunnen realiseren.

P. W. Haaijman

Dr. P. W. Haaijman is adjunct-directeur van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Geïntegreerde schakelingen met opgedampte dunne lagen

E. C. Munk en A. Rademakers

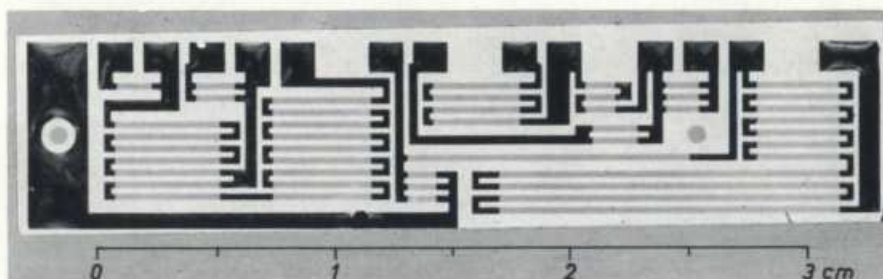
539.234:621.3.049.7

In dit artikel zullen we een vorm van geïntegreerde schakelingen bespreken waarbij de geleiders, de weerstanden en de condensatoren (in enkele gevallen ook de spoelen) als dunne lagen in een patroon van stroken of vlakjes op een isolerende drager worden aangebracht. De voordelen die men in het algemeen bij de integratie van schakelingen op het oog heeft, zijn in het voorgaande artikel ^[1] voldoende duidelijk gemaakt, zodat we daarop niet meer zullen ingaan.

researchstadium. Daarom worden in de praktijk de actieve elementen als aparte onderdelen aan de opgedamppte schakeling toegevoegd. Bovendien is het nog vaak nodig ook losse condensatoren (en eventueel spoelen) in de schakeling aan te brengen, omdat de waarde en de kwaliteit die men met de opgedamppte uitvoering bereiken kan te beperkt zijn.

Een voorbeeld van een opgedamppte schakeling is afgebeeld in fig. 1.

Fig. 1. Voorbeeld van een patroon van geleiders en weerstanden in een geïntegreerde schakeling. De geleiderlagen (donkere vlakken) zijn hier vertind.



De hier te behandelen dunnelagentechniek kan beschouwd worden als een voortzetting van de technieken die in gebruik zijn bij de vervaardiging van conventionele weerstanden en capaciteiten: ook daar worden dunne lagen kool of metaal op een isolerende drager of een diëlektrische foelie aangebracht. Er bestaan verschillende methodes voor het aanbrengen van de lagen; wij zullen ons alleen bezighouden met die waarbij het materiaal in hoogvacuüm op de drager wordt opgedamppt.

De dragers zijn vlakke plaatjes. Dit is zowel van belang bij het fabricageproces: het werken met maskers en fotografische processen wordt hierdoor eenvoudig, als bij de montage van de schakelingen in grotere systemen: de plaatjes kunnen worden gestapeld, waarbij de onderlinge verbindingen aan de rand worden gemaakt.

We willen er nog de nadruk op leggen dat de in dit artikel behandelde schakelingen niet volledig geïntegreerd maar van een hybridische vorm zijn. Voor volledige integratie zouden immers ook de actieve elementen (diodes en transistors) door opdampen verkregen moeten worden. Dit is in principe mogelijk, zoals elders in dit nummer wordt uiteengezet ^[2], maar de desbetreffende elementen bevinden zich nog in het

Enkele algemene beschouwingen

De geïntegreerde schakeling is — in tegenstelling met een schakeling opgebouwd uit onderdelen — niet flexibel en correctie achteraf is slechts bij uitzondering acceptabel. Dit betekent dat men het fabricageproces zo goed moet beheersen dat correctie achteraf onnodig is, met andere woorden, dat het goedkoper is een produkt dat buiten de toleranties van het ontwerp valt te vernietigen dan te corrigeren.

Met name wordt dit gebrek aan flexibiliteit zichtbaar als men een weerstand in een geïntegreerde schakeling vergelijkt met een losse weerstand. Bij beide wordt het weerstandsmateriaal in de vorm van een dunne laag op een isolerende drager (die bij de losse weerstand cilindervormig is) aangebracht. De waarde van de weerstand is:

$$R = \frac{\rho}{d} \frac{l}{b},$$

waarin ρ de soortelijke weerstand en l , b en d de lengte, breedte en dikte van de weerstand zijn. De factor ρ/d , de laagweerstand (ook wel vierkantsweerstand, $R_{\square}$, genoemd), is een eigenschap van de laag als zodanig, de factor l/b is de zg. vormfactor. De relatieve onnauwkeurigheid in R is de som van de

Drs. E. C. Munk is medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, en dr. A. Rademakers is medewerker van de halfgeleiderfabriek Nijmegen van Philips' Hoofdindustriegroep Elcoma.

^[1] P. W. Haaijman, Integratie van elektronische schakelingen, Philips techn. T. 27, 139-140, 1965/66.

^[2] H. C. de Graaff en H. Koelmans, De dunnelagentransistor, Philips techn. T. 27, 160-166, 1965/66.

relatieve onnauwkeurigheden in de laagweerstand en de vormfactor. Een conventionele weerstand nu vervaardigt men door eerst het weerstandsmateriaal op de drager aan te brengen. De nauwkeurigheid van de laagweerstand hoeft niet groot te zijn, want de weerstand maakt men met de gewenste nauwkeurigheid gelijk aan de nominale waarde door al metende een spiraalvormige groef in de laag te slijpen. Men corrigeert dus de vormfactor achteraf. Bij een weerstand in een opgedampte schakeling is het juist andersom: de vorm van de weerstand ligt al vast voordat de laag op de drager wordt aangebracht. Ziet men af van correcties achteraf, dan worden vormfactor en laagweerstand dus onafhankelijk van elkaar vastgesteld en dit moet dientengevolge met toleranties gebeuren die *samen* de voor de weerstand vastgestelde tolerantie niet overschrijden. Aan de beheersing van het aanbrengen van de weerstandslaag worden dus veel hogere eisen gesteld dan bij het maken van losse weerstanden. Deze eisen worden nog zwaarder, als men met een voorgeschreven tolerantie de lagen voor de weerstanden van een groot aantal schakelingen tegelijkertijd wil opdampen. De weerstandslaag moet dan niet alleen over het hele oppervlak van een plaatje uiterst homogeen zijn, maar bovendien van plaatje tot plaatje gelijk. Het opdampen is een methode waarbij aan deze eisen voldaan kan worden.

Een geheel andere oplossing van het probleem is mogelijk als men individuele correcties achteraf op de laagweerstand niet uitsluit. Voorbeelden hiervan vinden we in de door de IBM en de Bell Laboratories ontwikkelde methodes^{[3] [4]}. In beide gevallen worden lagen van betrekkelijk grote dikte gebruikt, waarvan men, na de vormgeving, een gedeelte wegneemt. Bij de methode van de IBM wordt het weerstandsmateriaal, in de vorm van een pasta, door middel van zeefdrukken op keramische plaatjes in het gewenste patroon afgedrukt. Na uitstoken wordt de weerstand met zandstralen gecorrigeerd. In het tweede geval wordt het weerstandsmateriaal (tantaal met tantaalnitride TaN) door verstuiving in een gasontlading op plaatjes aangebracht. Na de vormgeving wordt een deel van de laag door elektrolytische oxidatie in niet-geleidend Ta₂O₅ omgezet. Het is gelukt dit laatste proces zo goed in de hand te houden dat een zeer hoge precisie bereikt kan worden. Het is dan echter nodig elke weerstand tijdens dit proces te controleren. Bovendien kunnen optimale eigenschappen slechts bereikt worden indien aan de laagweerstand een betrekkelijk kleine waarde (b.v. 40 Ω) wordt gegeven. Dit betekent dat weerstanden met hoge nominale waarden slechts gerealiseerd kunnen worden bij een hoge waarde van de vormfactor, waardoor aan de vraag naar kleine afmetingen moeilijk voldaan kan worden.

Laten we, ter oriëntatie, een schatting maken van de diktes van de lagen waarom het hier gaat. Stel dat we een combinatie van weerstanden met een tolerantie van 5% willen vormen, waarin als grootste nominale waarde voorkomt 10 000 Ω. We kiezen hiervoor een strook van 1 cm lang en 100 μm breed. De vormfactor is dan 100 en de laagweerstand moet

dus 100 Ω zijn. Vullen we nu argeloos voor de soortelijke weerstand die van b.v. aluminium in ($2,5 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$) dan komen we op een laagdikte van 0,25 nm! De tolerantie van 5% moet nu verdeeld worden over een tolerantie in de vormfactor en een in de laagweerstand. Dit houdt in dat niet alleen de breedte van 100 μm maar ook de dikte van 0,25 nm met een tolerantie van zeker minder dan 5% gereproduceerd moet worden! Dit is niet wel doenlijk. Hieruit volgt dat materialen gebruikt moeten worden met een hogere soortelijke weerstand. Deze vindt men in alliages, met soortelijke weerstanden in de orde van $100 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$. De daarbij behorende laagdiktes zijn dan toch nog zeer klein, nl. van de orde van 10 nm.

Bij het maken van opgedampte weerstandslagen spelen behalve de besproken overwegingen nog andere een rol. De belangrijkste, die later nog ter sprake zullen komen, zijn: het streven naar een kleine temperatuurcoëfficiënt en een grote stabiliteit van de lagen.

Als condensatoren opgebouwd moeten worden uit dunne opgedampte lagen (een laag diëlektricum tussen twee lagen metaal), kan men uit soortgelijke beschouwingen de eisen afleiden die aan de beheersing van het opdampen, met name van de diëlektrische laag, gesteld moeten worden. Voor geleiders is uiteraard het produktieproces minder kritiek.

Voor een zelfinductie is de dunnelagentechniek van nature niet bijzonder geschikt. Zonder hier verder op in te gaan, noemen we terloops twee punten: het driedimensionele karakter weegt bij een spoel zwaarder dan bij andere elementen, en het is moeilijk magnetische energie in een klein volume te concentreren. Stelt men geen hoge eisen, dan kan men spoelen opdampen in de vorm van vlakke spiralen. De op deze wijze bereikbare zelfinductie bedraagt in de praktijk hoogstens enkele tientallen μH, en om een enigszins redelijke kwaliteitsfactor te krijgen, moet men de opgedampte lagen verdikken met b.v. goud.

Dunnelaageffecten

Voor we nader ingaan op het produceren van dunnelagenschakelingen, bespreken we eerst nog enkele fysische eigenaardigheden van dunne metaallagen.

De weerstand van dunne metaallagen is meestal groter dan men berekent op grond van de dikte van de laag en de soortelijke weerstand van het metaal, met andere woorden de „effectieve soortelijke weerstand” van de laag is groter dan die van het massieve metaal.

Een dergelijk effect moet men in principe reeds verwachten op grond van de theorie van de elektrische geleiding in metalen. Immers, als de dikte van de lagen kleiner wordt dan de vrije weglengte van de geleidingselektronen, dan gaat de verstrooiing van de

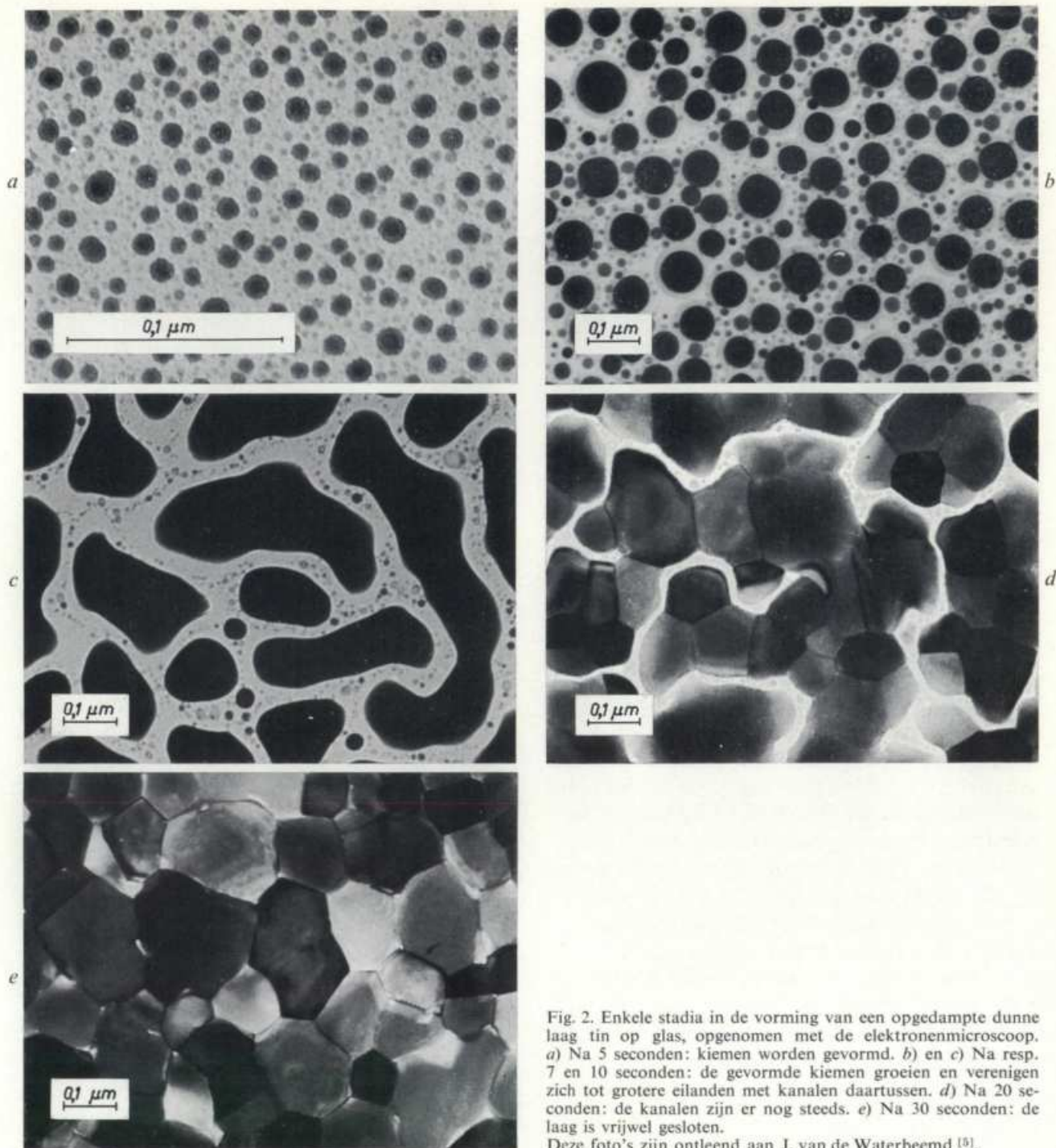


Fig. 2. Enkele stadia in de vorming van een opgedampte dunne laag tin op glas, opgenomen met de elektronenmicroscop. a) Na 5 seconden: kiemen worden gevormd. b) en c) Na resp. 7 en 10 seconden: de gevormde kiemen groeien en verenigen zich tot grotere eilanden met kanalen daartussen. d) Na 20 seconden: de kanalen zijn er nog steeds. e) Na 30 seconden: de laag is vrijwel gesloten.

Deze foto's zijn ontleend aan J. van de Waterbeemd [5].

elektronen aan het oppervlak een merkbare extrabijdrage tot de weerstand leveren. Het is inderdaad gelukt uit weerstandsmetingen aan dunne lagen de vrije weglengte redelijk nauwkeurig te bepalen, althans bij zeer zuivere metalen in vrijwel ideale dunne lagen.

Ideale lagen, dat wil zeggen lagen die ononderbroken, gelijkmatig en homogeen zijn, komen echter slechts bij uitzondering voor. Gewoonlijk wordt de weerstandsanomalie van een dunne laag juist veroorzaakt door het feit dat de laag *niet* ideaal is.

Uit elektronenmicroscopische opnamen is gebleken

dat de vorming van een laag tijdens het opdampen plaatsvindt via een proces van kiemvorming en kiemgroei (zie b.v. fig. 2). In de allereerste stadia bestaat de laag uit een groot aantal afzonderlijke eilandjes. Bij verder opdampen neemt dit aantal toe, en de

[3] E. M. Davis, W. E. Harding, R. S. Schwartz en J. J. Corning, Solid logic technology: versatile, high-performance microelectronics, IBM J. Res. Devel. 8, 102-114, 1964.

[4] D. A. McLean, N. Schwartz en E. D. Tidd, Tantalum-film technology, Proc. IEEE 52, 1450-1462, 1964.

[5] J. van de Waterbeemd, Philips Res. Repts. 21, 27-48, 1966 (no. 1).

reeds gevormde eilandjes worden geleidelijk groter. Raken twee ervan elkaar, dan is het mogelijk dat ze samenballen tot een groter geheel. In het stadium waarin de eilandjes nagenoeg het gehele substraat bedekken, blijft er echter nog enige tijd een uitgebreid labirint van kanalen over. Ook deze kanalen verdwijnen geleidelijk, zodat ten slotte een gesloten laag wordt gevormd. Dit proces kan men enigszins volgen als men het geleidingsvermogen van de laag tijdens het opdammen continu meet. Het geleidingsvermogen blijft namelijk eerst enige tijd vrijwel gelijk aan nul, en neemt pas daarna evenredig met de tijd toe. In sommige gevallen, b.v. bij tin op glas, is het kanalsysteem zeer halsstarrig, zodat een gesloten laag pas optreedt bij een aanzienlijke laagdikte, b.v. van enkele tienden microns^[5].

Ook op andere manieren kan een structuur ontstaan. Verhit men b.v. een gesloten, homogene dunne laag in lucht, dan vindt rekristallisatie in de laag plaats. Door oxidatie aan de korrelgrenzen is het mogelijk dat de gebiedjes elektrisch min of meer gescheiden worden.

Het is duidelijk dat de aanwezigheid van zulke structuren grote invloed heeft op de weerstand. Vaak treedt elektrische geleiding reeds op als het eilandensysteem nog niet gesloten is. Hoe deze geleiding tot stand komt, is nog niet geheel opgehelderd. Waarschijnlijk spelen thermische emissie of tunnelprocessen een rol bij het elektronentransport van het ene eiland naar het andere. Bij geoxideerde korrelgrenzen moet geleiding door de oxidelaagjes plaatsvinden.

Deze verschijnselen hebben een belangrijke invloed op de temperatuurcoëfficiënt. Voor de genoemde soorten van geleiding is in het algemeen een thermische excitatie van de elektronen nodig of bevorderlijk, zodat er meer elektronen aan de geleiding deelnemen naarmate de temperatuur hoger is. Dit levert een negatieve bijdrage tot de temperatuurcoëfficiënt. Het gevolg is dat de temperatuurcoëfficiënt die in een massief metaal positief is (hogere weerstand bij hogere temperatuur), des te kleiner is naarmate de laag dunner is en bij zeer dunne lagen zelfs negatief kan zijn.

De dunnelaageffecten zijn voor de praktijk dus in tweeërlei opzicht gunstig: de effectieve soortelijke weerstand is groter dan in het massieve metaal en de temperatuurcoëfficiënt is kleiner.

Materiaalkeuze en opdamptechniek

Drager

De eerste eis die men aan de drager moet stellen is dat deze voldoende *glad* is. Immers, om een laag met een dikte van de orde van 10 nm met voldoende

nauwkeurigheid te kunnen aanbrengen, moet het oppervlak van de drager een ruwheid hebben die ten hoogste van de orde van 10 nm is. Een verdere eis is dat het materiaal voldoende *hittevast* is; het moet namelijk tijdens het opdammen in vacuüm tot 250-300 °C verhit worden ten einde stabiele en goed hechtende lagen te verkrijgen. Nog andere eisen die soms gesteld moeten worden, hangen samen met de warmteontwikkeling in de schakeling. Als gevolg van de miniaturisatie kan de dissipatie per volume-eenheid aanzienlijk groter worden dan in conventionele uitvoeringen. Leidt dit tot een hoge werktemperatuur, dan moet de *elektrische kwaliteit* hiervoor voldoende zijn, zodat b.v. niet een schadelijk ionentransport in de drager gaat optreden. Anderzijds kan men hoge werktemperaturen voorkomen door te zorgen voor een goede warmteafvoer. Dit stelt eisen aan het *warmtegeleidingsvermogen* van het substraat.

Glas is een materiaal dat in de praktijk goed voldoet. Het is voldoende glad en hittevast. Met het oog op de elektrische kwaliteit moet men het glas zorgvuldig kiezen; het goedkope kalkglas b.v. heeft op dit punt boven de 100 °C zijn beperkingen. De normale organische materialen komen niet in aanmerking omdat zij niet hittevast zijn. Keramische stoffen zijn in het algemeen niet glad genoeg; ook met zorgvuldig polijsten kunnen zij niet veel gladder dan 0,5 µm gemaakt worden. Wel gebruikt men keramische dragers voorzien van een dunne glaslaag. Wordt het warmtegeleidingsvermogen belangrijk, dan kan men overwegen keramieken te gebruiken, zoals porselein en steatiet, die in dit opzicht enige malen beter zijn dan glas, of gesinterd Al_2O_3 , dat ruim tien maal, en gesinterd BeO , dat ongeveer honderd maal zo goed is.

Weerstanden

We zullen nu de weerstandslagen iets nader beschouwen en ons daarbij beperken tot een soort die bij Philips wordt gemaakt. Het uitgangsmateriaal is een nikkelchroomlegering. Dit heeft in de vorm van een draad en in de samenstelling 80% Ni, 20% Cr een soortelijke weerstand van ongeveer $100 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$. Door oxidatie en door de hierboven besproken dunnelaageffecten is de effectieve soortelijke weerstand in de opgedampte vorm aanzienlijk hoger, b.v. $400 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$. Tevens is de temperatuurcoëfficiënt van NiCr bij een gunstige samenstelling klein.

NiCr heeft nog twee belangrijke eigenschappen die in sterke mate bepalend zijn voor de keuze van dit materiaal. In de eerste plaats hecht het goed op glas; het belang hiervan is duidelijk. In de tweede plaats verdampt het materiaal reeds tamelijk snel bij temperaturen beneden het smeltpunt. Dit betekent dat voor het opdammen een vaste bron gebruikt kan

worden. Daardoor kan de bron uitgestrekt zijn, hetgeen van groot voordeel is voor het gelijkmatig bedampen van grote oppervlakten. Met een gesmolten metaal als bron is dit veel moeilijker.

De opdampinrichting, die als geheel in een vacuüm-klok wordt geplaatst, is geschetst in fig. 3. De dragers worden bevestigd aan de binnenzijde van een cilinder, die tijdens het opdampen met een gelijkmatige snelheid om zijn as draait. Binnen de cilinder is evenwijdig

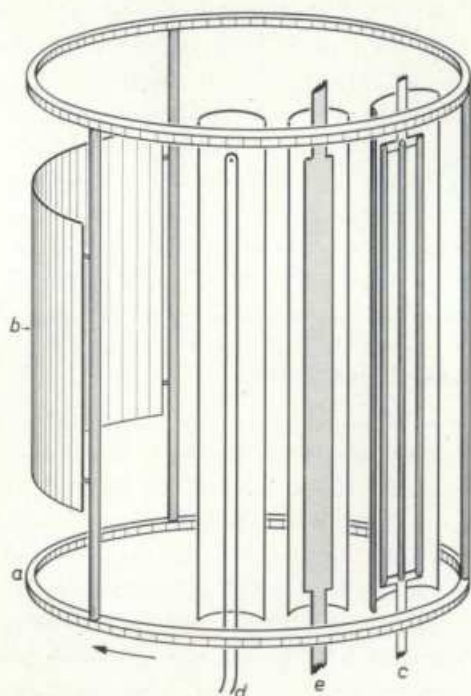


Fig. 3. Schets van de opdampinrichting. De cilinder *a*, met afneembare schilden *b* waarop de dragers bevestigd worden roteert tijdens het opdampen. De dragers worden voorverhit door straalverwarmers *c*. De weerstandslagen worden opgedampt vanuit de NiCr-bron *d*, de geleiderlagen vanuit de Ni-bron *e*. Het geheel wordt opgesteld in een vacuüm klok.

met de as een lijnvormige NiCr-bron opgesteld, in de vorm van een draad of band die door stroom wordt verhit tot even beneden het smeltpunt. Door de uitgestrektheid van de bron wordt een redelijke dampstroom verkregen. Zo kan men uit 80 cm nikkelchroomdraad van 2 mm diameter in 10 minuten een laag met een laagweerstand van $R_{\square} = 300 \Omega$ op een oppervlakte van $0,3 \text{ m}^2$ deponeren. De bron is gedeeltelijk afgeschermd, zodat telkens slechts een klein aantal van de dragers op de cilinderwand door het gesublimeerde materiaal getroffen wordt. Behalve de NiCr-bron bevindt zich binnen de cilinder nog een aantal straalverwarmers, waarmee de glasplaten vóór het opdampen tot 300°C verhit worden om goed hechtende en stabiele lagen te verkrijgen, en een nikkelbron voor het opdampen van de geleiderlagen.

De rotatiesnelheid van de cilinder en de opdamp-

snelheid worden zo gekozen dat de gewenste laagweerstand bereikt wordt na een groot aantal, b.v. 100, omwentelingen. Daardoor wordt over de omtrek van de cilinder een grote gelijkmatigheid in de laagweerstand verkregen. Gelijkmatigheid in de verticale richting wordt bereikt door de lijnbron in het midden iets meer af te schermen dan boven en beneden. Op deze wijze is het gelukt de bovengenoemde oppervlakte van $0,3 \text{ m}^2$ glas te bedampen met een gelijkmatigheid binnen 5%. Tijdens het opdampen wordt doorlopend de weerstand van een der plaatjes gemeten.

Een punt dat van belang is voor de reproduceerbaarheid van de laagweerstand, is dat bij het verdampen van nikkelchroom de componenten niet even vluchtig zijn, zodat de samenstelling aan het oppervlak van de draad in de loop van de tijd verandert. De samenstelling van na elkaar opgedampte lagen is daardoor niet gelijk. Deze moeilijkheid zou men kunnen omzeilen door een voldoende dikke draad te gebruiken en deze voldoende lang vóór te stoken; dan stelt zich namelijk op den duur een stationaire toestand in [6]. In de praktijk is het echter aantrekkelijker gebleken een draad slechts eenmaal, gedurende een relatief korte periode en na een gunstig gekozen voorstooktijd, te gebruiken. Aldus is het mogelijk met de voorstooktijd via de samenstelling zowel de temperatuurcoëfficiënt als de stabiliteit van de laag te beïnvloeden.

De eigenschappen van de laag worden mede bepaald door de hoeveelheid zuurstof die erin terecht komt; deze heeft men in de hand via de druk in de vacuüm-klok, die in de regel omstreeks 10^{-5} torr is.

Dunne lagen zijn in het algemeen instabiel, in die zin dat hun weerstand in de loop van de tijd, met name bij hoge temperatuur, toeneemt; in het begin snel, later langzaam. De geproduceerde lagen worden daarom kunstmatig geouderd door verhitting in lucht. De weerstandsverandering die daarbij optreedt — ten hoogste enkele procenten —, is tevens een maat voor de stabiliteit. Bij het opdampen wordt met deze verandering rekening gehouden. In het algemeen zijn de lagen des te stabiel naarmate ze dikker zijn.

De laag die ten slotte ontstaat is het resultaat van een compromis tussen het streven naar een grote laagweerstand, een kleine temperatuurcoëfficiënt en een grote stabiliteit; dit compromis wordt bereikt door een bepaalde keuze van voorstooktijd, opdamp tijd en druk. Een typisch voorbeeld uit de praktijk is een laag met een laagweerstand van 300Ω , een temperatuurcoëfficiënt kleiner dan $10^{-4}/^\circ\text{C}$, en een weerstandsverloop van minder dan 1% na duizend uur onder verzwaarde omstandigheden.

[6] P. Huijter, W. Th. Langendam en J. A. Lely, Vervaardiging van weerstanden door opdampen, Philips techn. T. 24, 329-334, 1962.

Geleiders

Bij de geleiderlagen zijn de problemen minder groot dan bij de weerstandslagen: de enige zorg is dat het geleidingsvermogen voldoende groot is, zodat van een nauwe tolerantie geen sprake is. Het ligt voor de hand een materiaal met een lage soortelijke weerstand, dus een zuiver, goed geleidend metaal te kiezen. Voor dit doel wordt dikwijls goud gebruikt. Het bereiken van een voldoende groot geleidingsvermogen eist wel enige aandacht. Eist men b.v. dat een geleider met een vormfactor 10 (dus $10 \times$ zo lang als breed) een weerstand van ten hoogste $0,1 \Omega$ heeft, dan heeft men met goud een laag nodig die ten minste $2,5 \mu\text{m}$ dik is. Dit is voor de opdampraktijk al een zeer dikke laag. Bij Philips wordt de geleiderlaag gemaakt door nikkel op te dampen en achteraf het gerede geleiderpatroon te vertinnen. Dit vertinnen dient om het nadeel op te heffen van het betrekkelijk slechte geleidingsvermogen van nikkel, dat overigens om verschillende technologische redenen een zeer geschikt materiaal is. Het selectief vertinnen van het geleiderpatroon is mogelijk doordat het weerstandspatroon van nikkelchroom geen tin opneemt.

Diëlektrica

Het is mogelijk gebleken ook diëlektrische lagen, als diëlektricum voor de condensatoren in de schakeling, op te dampen. Het doel daarbij is een zo groot mogelijke capaciteit per eenheid van oppervlakte te krijgen, terwijl de doorslagspanning met een veilige marge boven de werkspanning blijft. Daarenboven streeft men naar lage diëlektrische verliezen en een temperatuurcoëfficiënt die niet te hoog is.

Het meest onderzocht en gebruikt is een oxide van silicium dat ontstaat bij het overdampen van SiO . De samenstelling van de laag hangt weer af van wat er precies in het vacuüm tijdens het overdampen gebeurt. Zeker is dat er meer zuurstof in aanwezig is dan de formule SiO aangeeft. Een veilige veldsterkte voor lagen van deze soort is $10 \text{ V}/\mu\text{m}$. Bij een werkspanning van enkele volts moet de minimale dikte dan $0,5\text{--}1 \mu\text{m}$ zijn, waaruit, met $\epsilon_r = 4 \text{ à } 5$, per mm^2 een capaciteit volgt van $40\text{--}80 \text{ pF}$.

Diëlektrische lagen zijn veel gevoeliger voor onvolkomenheden dan b.v. weerstandslagen. Immers, een gaatje in de diëlektrische laag wordt bij het opdampen van de tweede elektrode een kortsluiting, terwijl in de weerstandslaag de stroom rustig om het gaatje heenvloeit. Stofvrij werken is daarom speciaal bij diëlektrische lagen van belang. Blijkens de ervaring neemt de kans op kortsluiting snel toe met de grootte van het oppervlak. In de praktijk beperkt men zich tot capaciteiten van enkele duizenden pF.

Er zijn verschillende wegen gezocht om de capaci-

teit per oppervlakte te verhogen, echter nog niet met duidelijk succes. Een ervan is, gebruik te maken van de veel dunnere lagen diëlektricum zoals deze in de elektrolytcondensator gevonden worden. Men dampst b.v. tantaal op, oxideert dit anodisch en dampst na droging een tegenelektrode op^[4]. Men kan zo tot $1000 \text{ pF}/\text{mm}^2$ komen bij spanningen van dezelfde orde als hierboven ($5 \text{ à } 10 \text{ V}$). Het realiseren van enigszins betrouwbare condensatoren is op deze manier echter alleen nog maar op bescheiden schaal gelukt. Veel minder ver gevorderd zijn de pogingen om materialen met een relatief hoge diëlektrische constante, zoals TiO_2 en BaTiO_3 , over te dampen.

Wél mogelijk, en in de praktijk aantrekkelijk gebleken, is het gebruik van dunne keramische plaatjes van deze stoffen (b.v. $0,1 \text{ mm}$ dik) voorzien van opgedampte elektrodes. Wanneer deze plat in de schakeling worden gesoldeerd, is de ingenomen ruimte klein, en de bestaande keuze in materialen en diktes maakt capaciteiten tot $200 \text{ pF}/\text{mm}^2$ mogelijk.

Het maken van het patroon

Naast de besproken vraag, hoe lagen te maken met bepaalde eigenschappen, staat het probleem, hoe het gewenste patroon van stroken en vlakjes (zoals b.v. geïllustreerd in fig. 1) te realiseren.

Voor de hand liggend, en ook veel gebruikt, is de methode om op te dampen door maskers. De lagen ontstaan dan direct in het gewenste patroon. Het gehele proces speelt zich af in een aantal stappen, waarbij telkens een volgend materiaal door een bijbehorend masker wordt opgedampt. In fig. 4 zijn de stappen bij het maken van enkele elementen geschetst. Voor het maken van een schakeling met weerstanden, condensatoren en kruisende verbindingen kan het aantal stappen b.v. tot zes oplopen. Voor een enigszins efficiënte produktie is het nodig dat deze stappen, inclusief het verwisselen van de bronnen en de maskers, verricht worden terwijl het vacuüm gehandhaafd blijft. Bovendien moeten de maskers zeer nauwkeurig gepositioneerd worden. Dit alles vereist machines die zo ingewikkeld zijn dat deze methode in de praktijk nog niet tot economisch verantwoorde produkties heeft geleid.

Een geheel andere oplossing van het probleem bestaat er in een laag op te dampen die de drager geheel bedekt en, na de laag volgens het gewenste patroon met een resistente lak bedekt te hebben, de overtollige stukken weg te etsen.

Een bijzonder geschikte etsmethode is het zg. fotoetsen (zie fig. 5), dat reeds lang wordt toegepast bij het maken van cliché's en van gedrukte bedradingen en dat ook te pas komt bij het vervaardigen van kristalschakelingen, zoals elders in dit nummer be-

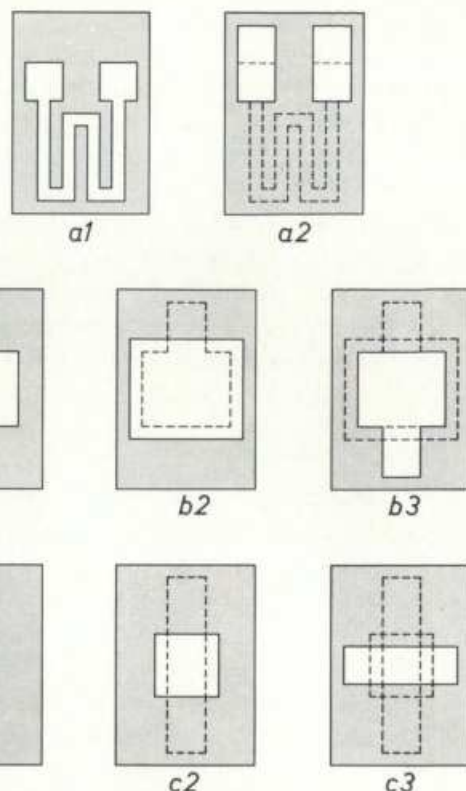
Fig. 4. Realisatie van een patroon door het gebruik van maskers bij het opdampen (schematisch). Voor drie gevallen zijn de maskers geschetst die men achtereenvolgens moet gebruiken om een gegeven element te maken.

a) Weerstand met geleidercontacten: 1 masker voor de weerstandslaag, 2 voor de geleiderlaag.

b) Condensator: 1 masker voor de eerste elektrode, 2 voor het diëlektricum, 3 voor de tweede elektrode.

c) Kruisende verbinding: 1 masker voor de eerste geleider, 2 voor de isolator, 3 voor de tweede geleider.

b) en c) kunnen tegelijk worden uitgevoerd.



schreven [7]. De daarbij gebruikte lak wordt door belichting oplosbaar in bepaalde vloeistoffen (of juist onoplosbaar; beide typen komen voor). De lak wordt over de gehele oppervlakte van het plaatje aangebracht, belicht door een fotografisch masker en „ontwikkeld”, d.w.z. het belichte (of juist het onbelichte) gedeelte wordt opgelost. Ten slotte etst men het niet door lak beschermde opgedampte materiaal weg.

Is de opgedampte laag chemisch moeilijk aan te tasten, dan kan men gebruik maken van een hulplag van een gemakkelijk etsbaar materiaal, b.v. koper. Men dampt eerst het koper op, etst het patroon daaruit weg, en dampt vervolgens het gewenste materiaal op.

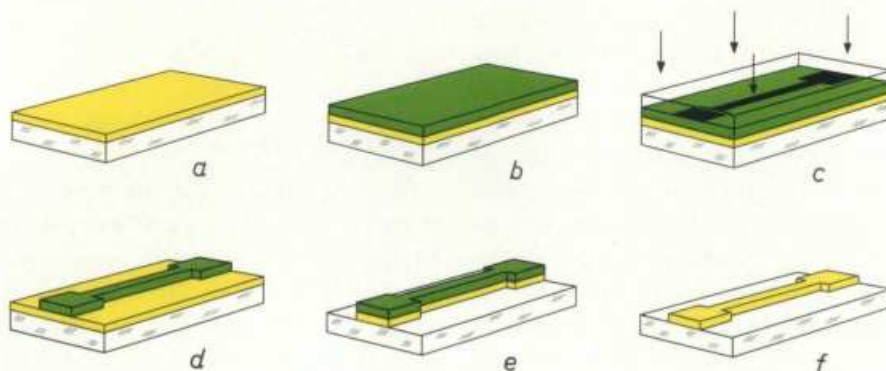


Fig. 5. De foto-etsmethode. a) Substraat met metaallaag (geel), b) de metaallaag bedekt met een laklaag (groen), c) de laklaag wordt belicht door een fotografisch masker; d) de lak is ontwikkeld, e) het onbedekte metaal is weggeëtsd, f) de lakrest is verwijderd.

Daarna etst men het koper weg, dat daarbij het eropliggende materiaal meeneemt. Een voordeel van deze variant is, dat men de details van het patroon vóór het opdampen van de weerstandslaag nog kan controleren.

In de praktijk kan men de beschreven technieken op verschillende manieren combineren om een schakeling te realiseren. Een voorbeeld is de volgende methode om een combinatie van weerstanden en geleiders te maken [8]. Men bedekt in één vacuümcyclus de drager met een dubbellaag, het weerstandsmateriaal onder, het geleidermateriaal eroverheen. Dan etst men eerst de dubbellaag zodanig weg dat het gewenste patroon overblijft, en ten slotte etst men nog eens selectief het geleidermateriaal weg van de plaatsen

waar weerstand moet komen. Het is duidelijk dat deze methode eisen stelt aan de materialen: de weerstandslaag moet geëtsd kunnen worden, maar hij moet bestand zijn tegen de etsing die de geleiderlaag wegneemt.

De weerstand die men *per oppervlakte-eenheid* kan aanbrengen, als men deze uitvoert als meander van stroken (zie b.v. fig. 1) met een breedte b gescheiden door even brede isolatiestroken, is gelijk aan $\frac{1}{2}R_{\square}/b^2$, waarin $R_{\square}$ de laagweerstand is. Deze waarde neemt dus toe als de stroken smaller worden. Dan neemt

[7] A. Schmitz, Kristalschakelingen, Philips techn. T. 27, 152-159, 1965/66.

[8] Zie b.v. C. W. Skaggs, Photo-etching thin-film circuits, Electronics 37, no. 18, 94-98, 1964.

echter, bij een gegeven fabricageproces, de relatieve nauwkeurigheid in de breedte en dus in de weerstand af. De gekozen strookbreedte is daarom in het algemeen een compromis tussen het streven naar een grote weerstand per oppervlakte-eenheid en een hoge nauwkeurigheid. Met de bovenbeschreven methodes is het mogelijk strookbreedtes tot op 0,01 mm te reproduceren. Een strookbreedte van 0,3 mm kan dan gemakkelijk met een tolerantie van $\pm 5\%$ gemaakt worden. Met $R_{\square} = 300 \Omega$ kan men daarmee volgens de gegeven uitdrukking $1600 \Omega/\text{mm}^2$ bereiken.

De volledige schakeling en de omhulling

Om de schakeling te completeren, moeten aan het netwerk van weerstanden en condensatoren nog de actieve elementen, diodes en transistors, toegevoegd worden. Deze moeten bij voorkeur aangepast zijn aan de dunnelagentechniek: klein en gemakkelijk op de vlakke schakeling te bevestigen. De halfgeleider-elementen zijn in het algemeen klein genoeg; de methode van bevestigen eist echter wel enige aandacht.

In de praktijk gebruikt men soms conventionele transistors. De aansluitingen hiervan bestaan uit draadjes of bandjes. Deze kan men op een geschikte wijze vast solderen, b.v. door met een pennetje de draadjes in de vertinde geleiders van de schakeling te drukken. Een verfijning hierop is het ultrasoon of door een gelokaliseerde stroomstoot vastlassen van de draadjes. Betere perspectieven voor een snelle productie van grote series biedt het gebruik van transistors die gemonteerd zijn op een keramisch plaatje dat de aansluitingen in de vorm van vaste, voorvertinde metaalcontacten draagt (zie fig. 8). Als het patroon van deze contacten past bij dat van de schakeling, kan men deze transistors direct op de schakelingen leggen en solderen. Met mallen voor de positionering en door verhitting in een oven kan dit automatisch en met een groot aantal tegelijk gebeuren. Bij deze methode worden veelal planaire siliciumtransistors gebruikt. Bij een veelbelovende variant hiervan is geheel afgezien van een montagevoet; het kristal wordt direct in de schakeling gesoldeerd. Het siliciumkristal (ca. $0,6 \times 0,6 \text{ mm}^2$) is daartoe omhuld met een uiterst dun glaslaagje; de contacten bestaan uit miniem kleine vertinde bolletjes die in gaatjes in het glaslaagje liggen^[9].

Ter bescherming tegen invloeden van de atmosfeer, in het bijzonder tegen vocht, wordt de gehele schakeling omhuld. De eisen die men aan de omhulling moet stellen, hangen af van de condities waaronder de schakeling gebruikt zal worden. De halfgeleider-elementen zijn steeds de gevoeligste elementen van de schakeling. Deze kunnen in hermetisch omhulde

toestand in de schakeling aangebracht worden, zodat men dan aan de omhulling van de schakeling als geheel geen hoge eisen meer behoeft te stellen. Er bestaat echter een tendentie om halfgeleider-elementen te gebruiken die slechts met kunststof of lak omhuld zijn, en de schakeling als geheel dan hermetisch in een doosje op te sluiten. Een voorbeeld hiervan ziet men in fig. 6. Via pennen op het doosje kan het geheel b.v. op een gedrukte bedrading aangesloten worden.

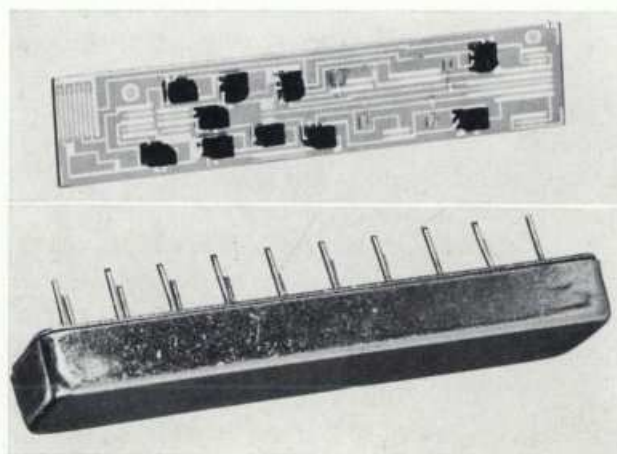


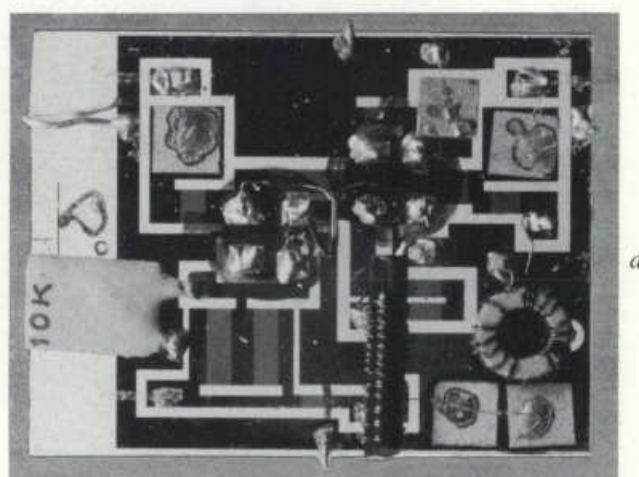
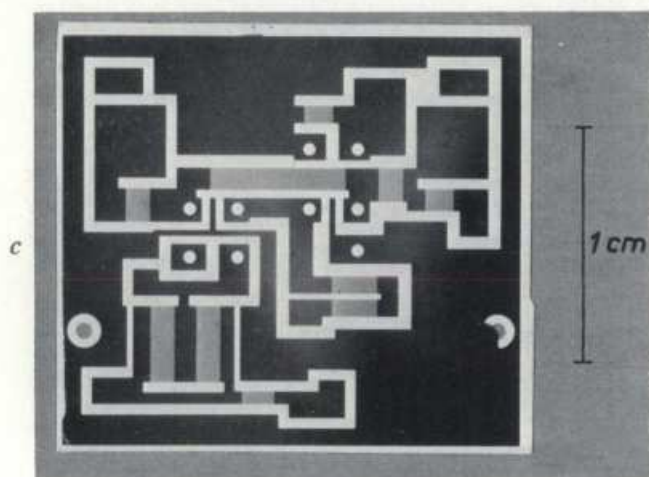
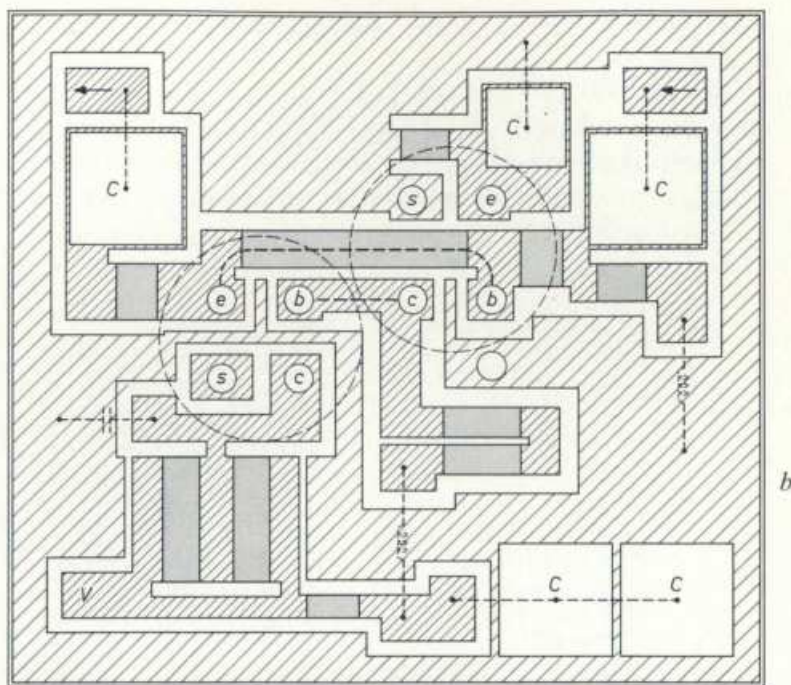
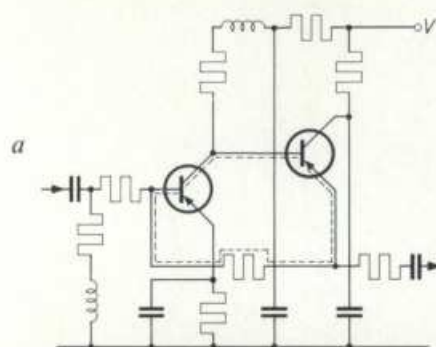
Fig. 6. Voorbeeld van een hermetisch omhulde dunnelagen-schakeling.

Enkele toepassingen

We willen hier in het kort twee voorbeelden schetsen van schakelingen waarin met succes gebruik is gemaakt van de bovenbeschreven techniek. In beide gevallen betreft het schakelingen van de hybride vorm, waarin de geleiders en de weerstanden opgedampte dunne lagen zijn terwijl de andere elementen — condensatoren, transistors en, in het eerste voorbeeld, spoelen — later hieraan worden toegevoegd.

Het eerste voorbeeld is een trap van een breedband-versterker voor het frequentiegebied van 40 tot 230 MHz (fig. 7). Deze versterker moet een groot aantal televisie- en FM-omroep-antennesignalen gelijktijdig distribueren. Om dit mogelijk te maken, is een tegenkoppeling aangebracht die de vervorming zo ver reduceert dat de signalen elkaar niet storen. Behalve de looptijden in de transistors leveren ook capacitieve en inductieve elementen hun bijdrage tot de parasitaire fazedraaiing in de tegenkoppellus. Om oscillatienegingen te voorkomen, moet men de parasitaire fazedraaiing aanmerkelijk kleiner dan 180° houden tot die frequentie waarbij de lusversterking tot één gedaald is. Deze frequentie is veel hoger dan 230 MHz, de hoogste over te brengen frequentie. De minimale fazedraaiing verkrijgt men door de tegenkoppellus zeer kort te maken. De schakeling moet dus klein zijn.

Fig. 7. De tweede trap van een lineaire breedbandversterker voor 40-230 MHz. a) Schema van de schakeling, b) ontwerp voor de uitvoering in dunnelagentechniek, c) en d) de schakeling vóór en na het insolderen van losse onderdelen. De tegenkoppellus, die kort moet zijn, is in (a) gestippeld en in (b) met een vette streeplijn aangegeven. Ongewenste koppelingen worden enigszins bestreden met de zg. aardplaat, die in (b) wijd gearceerd is aangegeven.



Een tweede punt is dat het patroon ruimtelijk scherp gedefinieerd en *reproduceerbaar* gefabriceerd wordt. Dit is van belang omdat ongewenste koppelingen — ondanks de afschermende werking van een „aardplaat” (zie fig. 7) — niet geheel te vermijden zijn; hiermee kan men in het ontwerp wel rekening houden, maar omdat de toegelaten speling klein is, moeten de koppelingen dan scherp gereproduceerd worden.

De dunnelagentechniek voldoet in deze opzichten beter dan andere fabricagemethodes. De montage met gedrukte bedrading is wel zeer goed reproduceerbaar, maar niet zo klein (de capaciteit van twee naast elkaar gelegen soldeerpunten b.v. is bijna 1 pF). Zeer kleine schakelingen kan men wel maken door losse onderdelen direct aan elkaar te verbinden, maar deze methode schiet op het punt van reproduceerbaarheid te kort.

Ten slotte moeten de weerstanden en condensatoren

zuiver *lineair* zijn, ten behoeve van de lineariteitseisen die aan de versterker gesteld worden. In dit opzicht is de dunnelagenschakeling te prefereren boven de kristalschakeling, waar de weerstanden door hun halfgeleiderkarakter tendenties tot niet-lineariteit kunnen hebben.

In de versterker komen enkele kleine scheidingszelfinducties voor, waarvoor een lage Q (ca. 20) voldoende is. De mogelijkheid om deze uit te voeren als opgedampte vlakke spiralen is overwogen maar verworpen omdat de vereiste oppervlakte te groot is (20 mm Ø voor 1,2 μ H) en omdat, ondanks de lage vereiste Q -waarde, de geleiding toch met speciale

[9] E. M. Davis, W. E. Harding en R. S. Schwartz, An approach to low cost, high performance microelectronics, 1963 WES-CON tech. Papers, Part 2, publ. no. 13.1.

middelen verbeterd zou moeten worden om deze te bereiken.

Over het tweede voorbeeld (*fig. 8*), een digitale schakeling — en wel een dubbele NAND-schakeling —, zullen we kort zijn. Dit soort schakelingen wordt in grote aantallen gebruikt in elektronische

laag gedampt worden. Ook deze schakeling kan men hybridisch noemen, maar vergeleken met de vorm die we in de inleiding hybridisch genoemd hebben, is de situatie min of meer omgekeerd: terwijl de hierboven besproken opgedampte schakeling aangevuld werd met losse halfgeleider-elementen, wordt hier de kris-

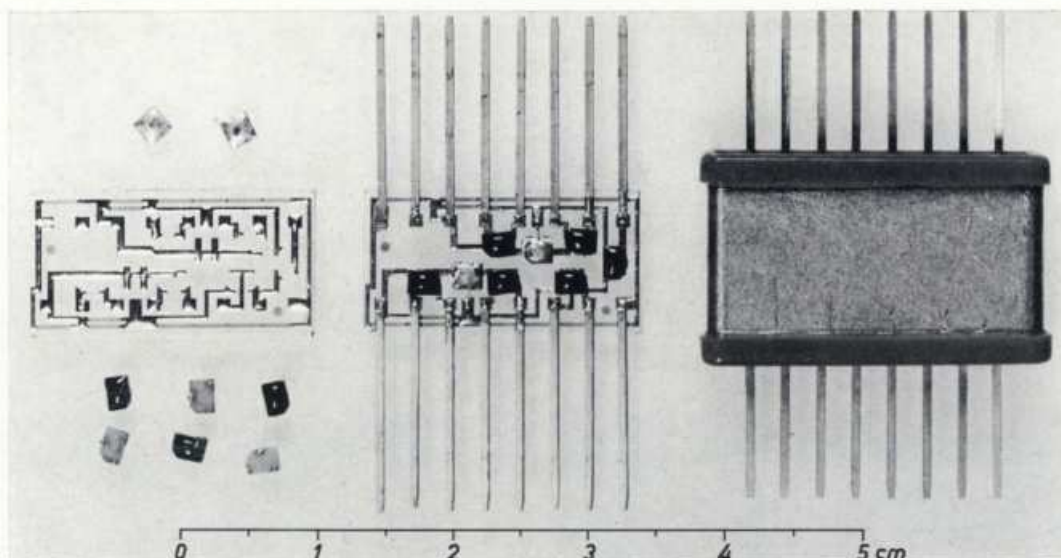


Fig. 8. Een dubbele NAND-schakeling, uitgevoerd in dunnelagentechniek.

rekenmachines. Het belang van de dunnelagentechniek is in de eerste plaats weer dat de schakeling *klein* uitgevoerd kan worden, waardoor een compacte bouw van de rekenmachines mogelijk wordt. Bovendien kan men — mede doordat de schakelingen klein zijn — een groot aantal ervan tegelijkertijd in enkele stappen produceren, maar om dit voordeel uit te kunnen buiten, moet men dan ook gemakkelijk een groot aantal transistors en condensatoren tegelijk kunnen insolderen. Daarom worden hier de speciale transistors met voorvertinde contactvlakjes (zie vorige hoofdstuk) gebruikt; deze worden in een groot aantal tegelijk met mallen op de juiste plaats gebracht, en door gelijktijdige verhitting vastgesoldeerd.

Op kristal gedampte lagen

We willen hier nog in het kort melding maken van een ontwikkeling waarbij de in het volgende artikel besproken kristalschakeling^[7] gecombineerd wordt met de dunnelagentechniek. Hierbij wordt een siliciumkristal waarin een aantal functies met de diffusietechniek aangebracht zijn, voorzien van een isolerende oxidelaag; de schakeling wordt dan gecombineerd met weerstands- en geleiderlagen die op deze isolerende

talschakeling aangevuld met opgedampte lagen.

Een dergelijke opzet biedt de mogelijkheid om problemen die zich voordoen in de kristaltechniek op te vangen met de dunnelagentechniek. We noemen enkele van deze problemen. Worden er hoge eisen gesteld aan de isolatie tussen twee onderdelen van een schakeling, dan is het moeilijk hieraan in één kristal te voldoen. Kan men nu één van deze onderdelen op de aangegeven manier als een dunne laag uitvoeren, dan is het probleem opgelost. Ook kan men met deze methode, in tegenstelling met de zuivere kristaltechniek, hoge weerstanden (b.v. van 1 M Ω) in de schakeling aanbrengen. Een ander probleem doet zich voor als, door het halfgeleiderkarakter van alle onderdelen van de pure kristalschakeling, de gevoeligheid voor temperatuurvariaties groter is dan men zou wensen. Zijn nu de weerstanden de kritieke elementen, dan is weer de aangewezen oplossing de weerstanden als dunne lagen uit te voeren, omdat die een kleine temperatuurcoëfficiënt hebben. Verder is het mogelijk dat, dank zij de goede reproduceerbaarheid van de laagweerstand in de dunnelagentechniek, het bij deze gecombineerde schakelingen gemakkelijker is bij een serieproductie binnen gegeven toleranties te blijven.

Het belangrijkste probleem bij deze combinatie van kristalschakeling met opgedampte lagen wordt gevormd door de toleranties in de strookbreedtes: de stroken moeten veel smaller zijn dan bij de te voren besproken dunne lagen, omdat het kristal waarop het patroon moet ontstaan altijd zeer klein is. Men moet

hier denken aan strookbreedtes van 10 à 25 μm . Om deze tot op enkele procenten te reproduceren, is de etstechniek vervolmaakt tot één die meer dan tienmaal zo nauwkeurig is. Fig. 9 laat een laboratoriumexemplaar zien van een schakeling die op deze wijze is vervaardigd.

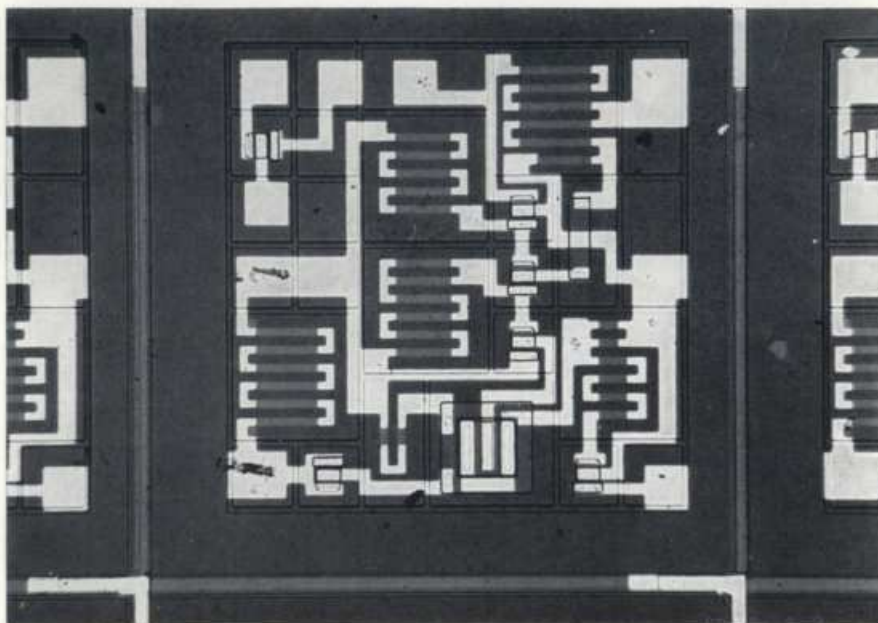


Fig. 9. Een kristalschakeling met opgedampte lagen. Een groot aantal van deze schakelingen wordt tegelijkertijd op één kristalplaatje gemaakt. Elke schakeling neemt een oppervlakte van $1 \times 1 \text{ mm}^2$ in beslag.

Samenvatting. In dunnelagenschakelingen worden de schakel-elementen gevormd door stroken of vlakjes van opgedampte materialen. In de praktijk zijn de opgedampte elementen meestal beperkt tot een aantal passieve elementen; de transistors en diodes en ook vaak de condensatoren en spoelen worden apart toegevoegd. In dit artikel wordt voornamelijk aandacht besteed aan opgedampte weerstanden. Voor een reproduceerbare fabricage in grote aantallen moeten de laagweerstand en de vorm, die onafhankelijk van elkaar worden gekozen, elk nauwkeurig gereproduceerd kunnen worden. De eigenschappen van dunne lagen als zodanig, met name de relatief hoge effectieve soortelijke weerstand en de kleine temperatuurcoëfficiënt, worden toegeschreven aan hun eilandenstructuur. Een geschikt weerstandsmateriaal is NiCr. Dit kan men uit een draad ver-

dampen. De eigenschappen van de laag worden bepaald door de voorstooktijd van de draad, de opdamptijd en de druk in de vacuümklok. Voor diëlektrische lagen voor condensatoren wordt vaak SiO_2 gebruikt. Geleiders verkrijgt men door een goedgeleidend materiaal (b.v. goud) op te dampen of door een matig geleidende nikkellaag naderhand te vertinnen. Voor het realiseren van het patroon in een laag is het foto-etsen — eventueel selectief toegepast op verschillende lagen over elkaar — een zeer geschikte methode. De techniek wordt geïllustreerd met twee toepassingen: een bredebandversterker voor 40-230 MHz en een dubbele NAND-schakeling. De voordelen van de dunnelagentechniek kunnen gecombineerd worden met die van de kristaltechniek door dunne lagen direct op een van een isolatielaag voorziene kristalschakeling te dampen.

Kristalschakelingen

A. Schmitz

621.3.049.7:548

Het onderwerp van dit artikel zijn geïntegreerde schakelingen waarvan de elementen, actieve zowel als passieve, aangebracht worden in een *silicium-monokristal* door hierin op bepaalde plaatsen en in een bepaalde volgorde gebiedjes te vormen die uit *P*-geleidend en *N*-geleidend silicium bestaan. Men spreekt derhalve van monolithische of kristalschakelingen, in tegenstelling met de geïntegreerde schakelingen die door opdampen van dunne laagjes op een substraat worden vervaardigd (dunnelaagschakelingen, zie het voorafgaande artikel ^[1]).

De genoemde *P*- en *N*-geleidende gebiedjes worden gevormd door een *diffusieproces*: het kristal wordt verhit in een atmosfeer die de in het kristal te brengen stof (donors of acceptors) bevat; deze diffundeert dan naar binnen. De diffusie wordt tot bepaalde plaatsen beperkt door de rest van het oppervlak hiertegen af te schermen (maskeren) met een laagje siliciumdioxide. Door een kristal achtereenvolgens aan enige soortgelijke bewerkingen te onderwerpen, kunnen er verschillende elementen in worden gemaakt. Deze elementen worden onderling verbonden tot een min of meer volledige elektronische schakeling door contacten en geleidende stroken op het SiO_2 , die alle in één vlak liggen. Vandaar de naam „planaire techniek”, die voor deze wijze van vervaardiging gangbaar is geworden. Het volume van deze schakelingen kan uiterst klein worden gehouden. De hierna te bespreken schakelingen worden gemaakt uit een kristalplaatje ter dikte van ongeveer 200 μm en nemen een oppervlakte van minder dan 1 mm^2 in beslag.

De verschillende elementen die op de te beschrijven wijze kunnen worden aangebracht, zijn diodes, transistors, weerstanden en condensatoren. Spoelen zijn met deze techniek niet te vervaardigen; bij het toepassen van kristalschakelingen moet men dus in een eventuele behoefte aan een inductieve impedantie op andere wijze voorzien.

Na een algemene inleiding over de toegepaste processen zullen wij de vervaardigingsmethode en de eigenschappen van de elementen van een kristalschakeling behandelen. Ook zullen enkele voorbeelden van op deze wijze gemaakte kristalschakelingen worden beschreven.

Het maskerings- en diffusieproces

Uitgegaan wordt steeds van een monokristal dat bestaat uit een plaatje silicium van het type *N*. Zoals reeds gezegd, is de dikte van de orde van grootte van 200 μm . Dit plaatje wordt eerst voorzien van het maskerende laagje siliciumdioxide. Hiertoe wordt het verhit tot ongeveer 1150 °C in een oxiderend milieu. Als oxidatiemiddel ligt zuurstof uiteraard het meest voor de hand; het is echter gebleken dat bij gebruik van stoom het oxidatieproces veel sneller verloopt. Een laagdikte van 0,4 à 0,6 μm , die voor een voldoende maskering van het kristaloppervlak bij het diffusieproces nodig is, kan dan bij de genoemde temperatuur worden gevormd in ongeveer een half uur; bij gebruik van zuurstof is de hiervoor nodige tijd ongeveer 8 uur. In fig. 1, waarin de verschillende stadia van het proces zijn voorgesteld, is met *a* het resultaat na deze eerste bewerking weergegeven. Om op de gewenste plaatsen in de SiO_2 -laag openingen aan te brengen, wordt een foto-etsprocédé toegepast. Hiertoe wordt het plaatje na de oxidatie bedekt met een laagje fotolak (fig. 1*b*). Deze lak heeft de eigenschap dat zijn oplosbaarheid in een bepaald oplosmiddel verdwijnt bij belichting. Men belicht nu de laklaag via een masker, dat licht doorlaat tot alle plaatsen waar diffusie niet gewenst is, en verwijdt daarna door oplossing de niet belichte delen (fig. 1*c*). Vervolgens wordt de resterende laklaag gehard, waarna men deze als een masker gebruikt voor het etsen van de vereiste openingen in de SiO_2 -laag (fig. 1*d*). Hierna wordt de resterende laklaag, die nu geen functie meer heeft, met chemische middelen verwijderd en het schijfje gereinigd.

Om in het kristal van *N*-silicium plaatselijk silicium van het type *P* te doen ontstaan, verhit men het schijfje tot ongeveer 1170 °C in een atmosfeer die borium bevat. Op de plaatsen waar zich geen SiO_2 bevindt, diffundeert dan het borium in het *N*-silicium, waardoor zich in dit laatste vakjes silicium van het type *P* vormen (fig. 1*e*). Door het schijfje wederom aan een oxiderende bewerking te onderwerpen, sluit men de genoemde vakjes weer met een laagje SiO_2 af (fig. 1*f*). De dikte van de oxidelaagjes is van dezelfde orde van grootte als de golflengte van het licht, waardoor men fraaie interferentiekleuren kan waarnemen. Hiervan maakt men nuttig gebruik: doordat het eerste en het later aangebrachte laagje niet even dik zijn, blijven de op de

Drs. A. Schmitz is medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven.

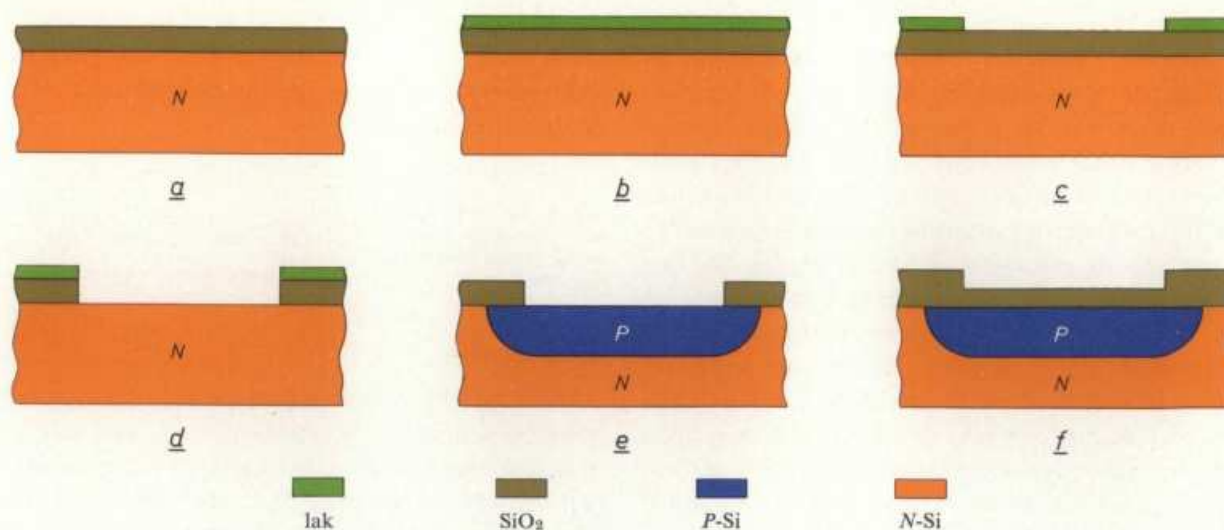


Fig. 1. Schematische voorstelling van verschillende stadia bij de vervaardiging van een geïntegreerde schakeling met de planaire techniek: oxidatie-, maskerings- en diffusieproces (de schetsen zijn niet op schaal).

- Op een kristalplaatje van N -silicium wordt door oxidatie een laagje SiO_2 gevormd.
- Hierop wordt een laagje fotolak aangebracht.
- In deze laklaag wordt door een fotolithografisch procédé een opening gemaakt.
- Onder deze opening wordt het SiO_2 door etsen verwijderd.
- De overgebleven laklaag wordt met chemische middelen verwijderd, waarna het plaatje wordt verhit in een atmosfeer die borium bevat. Hierdoor vormt zich een laagje P -silicium.
- Door een hernieuwd oxidatieproces wordt de opening in de SiO_2 -laag gesloten.

beschreven wijze aangebrachte vakjes P -silicium duidelijk te onderscheiden (zie fig. 12b en fig. 13b).

Door het foto-etsprocédé te herhalen, kan men desgewenst in het gevormde P -silicium weer een laagje N -silicium doen ontstaan. Daarna kan men op de verschillende gevormde laagjes contacten aanbrengen, waardoor de gewenste schakelementen worden gevormd. We zullen deze achtereenvolgens de revue laten passeren.

Het maken van verschillende schakelingselementen

Diodes

Een vakje P -silicium dat op de beschreven manier is verkregen, vormt met het omringende N -materiaal een diode. Om op het P -materiaal een aansluiting te kunnen maken, etst men in het SiO_2 -laagje dat dit materiaal afdekt (zie fig. 1f), weer een opening. Hierbij moet zeer zorgvuldig te werk gegaan worden; de plaatsen waar de P - N -overgang het oppervlak van het kristal bereikt, mogen niet door het etsproces worden getroffen. Het contact wordt daarna aangebracht door het opdammen van aluminium. Het hele plaatje wordt hiermee bedekt, waarna het Al op de plaatsen waar het niet gewenst is, wordt verwijderd, wederom volgens

een foto-etsprocédé. Wenst men alleen een diode te maken, dan wordt de aansluiting op het N -silicium tot stand gebracht doordat men het kristalplaatje door legeren bevestigt op een vergulde ondergrond. Maakt de diode echter deel uit van een geïntegreerde schakeling, dan moet hij meestal geheel geïsoleerd worden van zijn omgeving (zie hiervoor later). In dit geval moet aan de bovenzijde ook op het N -silicium een contact worden aangebracht. Omdat aluminium geen ohms contact^[2] vormt met N -silicium dat de voor de werking van de diode vereiste hoeveelheid donors bevat, moet dan eerst een vakje worden gevormd met een hoger donorgehalte (N^+ -materiaal). Hiermede vormt nl. Al wel een ohms contact. De vereiste aansluiting wordt daarna, tegelijk met die op het P -materiaal, door opdammen van aluminium tot stand gebracht. Het resultaat is weergegeven in fig. 2.

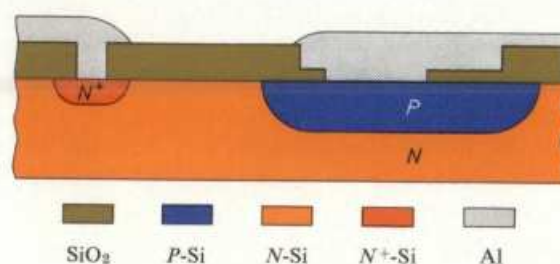


Fig. 2. Vervaardiging van een diode. In het laagje SiO_2 dat zich volgens fig. 1f boven het P -silicium bevindt, wordt een gat etst, waarna door het opdammen van aluminium een aansluiting (grijs) wordt gemaakt. De andere diode-aansluiting wordt bij een geïntegreerde schakeling gevormd op de bovenzijde van het oorspronkelijke kristal, waartoe eerst een laagje N^+ -materiaal moet worden aangebracht.

[1] E. C. Munk en A. Rademakers, Geïntegreerde schakelingen met opgedampte dunne lagen, Philips techn. T. 27, 141-151, 1965/66.

[2] Onder een „ohms” contact verstaat men een contact dat in beide richtingen stroom doorlaat, dus geen gelijkrichtende werking heeft.

Weerstand

Een vakje *P*-materiaal waarop ten opzichte van het omringende *N*-materiaal een spanning in de keerrichting is gezet, kan als geïsoleerd ten opzichte van zijn omgeving worden beschouwd. In dit materiaal geldt de wet van Ohm, en de soortelijke weerstand is zodanig dat bij realiseerbare afmetingen bruikbare waarden van de weerstand kunnen worden verkregen. De voor de aansluitingen nodige gaten in de SiO_2 -laag worden weer volgens het boven beschreven foto-etsprocédé aangebracht. Fig. 3 geeft van een op deze wijze vervaardigde weerstand een doorsnede en een bovenaanzicht. Om de *P-N*-overgang de rol van isolator te laten vervullen, moet dus de gehele weerstand een negatieve spanning ten opzichte van het omringende *N*-materiaal hebben.

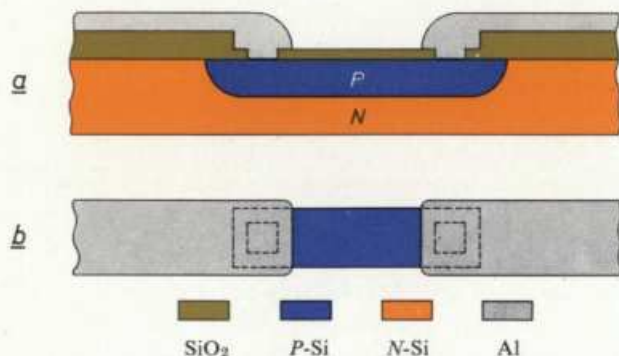


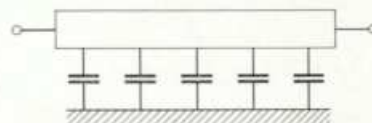
Fig. 3. Doorsnede (a) en bovenaanzicht (b) van een weerstand gevormd door een laagje *P*-silicium. De gehele weerstand moet ten opzichte van het omringende *N*-materiaal een negatieve spanning hebben.

Bij het ontwerpen van kristalshakelingen dient men er rekening mee te houden dat de spreiding van op deze wijze vervaardigde weerstanden vrij groot is. Weliswaar kan men de verhouding van de weerstanden in één enkele schakeling met een nauwkeurigheid van ongeveer 5% realiseren, doch tussen verschillende schakelingen treden onderlinge afwijkingen van ongeveer 20% op. Bij het ontwerpen van een kristalshakeling moet men er dus rekening mee houden dat weerstanden met een ze grote tolerantie worden gebruikt. Andere beperkingen ontstaan door het feit dat de soortelijke weerstand van halfgeleiders een grote temperatuurcoëfficiënt heeft (nl. ongeveer $2 \times 10^{-3}/^\circ\text{C}$), en verder doordat weerstanden met waarden groter dan 30 à 50 k Ω op de beschreven wijze moeilijk te maken zijn. Hierbij wordt nl. de in beslag genomen oppervlakte zo groot dat de kans op een onregelmatigheid in het kristal ter plaatse van de weerstand te groot wordt (zie ook blz. 157).

Ten slotte zij er nog op gewezen dat een *P-N*-overgang een zekere capaciteit heeft, waardoor hier eigenlijk geen sprake is van een zuivere weerstand maar van

een combinatie van weerstand en capaciteit (fig. 4). Dit feit stelt een bovengrens aan het frequentiegebied waarin een op deze wijze gevormde weerstand als zodanig bruikbaar is.

Fig. 4. Vervangschema van een door diffusie in een kristal gevormde weerstand.



Condensatoren

Dank zij het zojuist genoemde feit dat een *P-N*-overgang een bepaalde capaciteit heeft, kan zulk een overgang eveneens als condensator worden gebruikt, mits hieraan een spanning in de keerrichting is gelegd. Men kan op deze wijze condensatoren met capaciteiten tot ongeveer 200 pF maken met een nauwkeurigheid van 3 à 5%. Een bezwaar van deze soort condensatoren is dat de dikte van de barriërelaag, dus ook de capaciteit, geen constante waarde heeft, doch van de aangelegde spanning afhangt. Verder is de vervangingsimpedantie van een *P-N*-overgang geen zuivere capaciteit, doch een combinatie hiervan met een serie- en een parallelweerstand (fig. 5). Daardoor zijn uiteraard de toepassingsmogelijkheden van deze condensatoren beperkt.

Fig. 5. Vervangschema van een door een *P-N*-overgang gevormde condensator.



Transistors

Om een transistor te vervaardigen, wordt in een laagje *P*-silicium dat op de in fig. 1 geïllustreerde manier is gevormd, een laagje *N*-silicium aangebracht. Hiertoe wordt in het SiO_2 dat het *P*-silicium bedekt, weer op de beschreven wijze een opening geëtsd (fig. 6a), waarna het kristalplaatje wordt verhit in een atmosfeer die fosfor bevat. Het dan gevormde *N*-silicium, dat voor een goede werking als emitter meer donors moet bevatten dan er acceptors in de basis voorkomen (N^+ -materiaal), wordt weer met een laagje SiO_2 bedekt (fig. 6b). We hebben nu een *N-P-N*-transistor gekregen, waarbij het oorspronkelijke kristalplaatje als collector dienst doet. De aansluitingen aan emitter en basis worden weer gemaakt door het etsen van openingen in het SiO_2 en het opdampen van aluminium. De collector-aansluiting kan op twee manieren worden gemaakt. Voor de vervaardiging van een losse transistor bevestigt men, evenals bij een losse diode, het kristalplaatje door legeren op een vergulde ondergrond. In een geïntegreerde schakeling moet echter vrijwel altijd aan de bovenzijde een aansluiting aan de collector worden gemaakt. Hiervoor is dan weer eerst de vorming van een laagje N^+ -materiaal nodig (fig. 6c).

Dit kan tegelijk met de vorming van de emitter geschieden.

Het is zeer moeilijk op deze wijze in één kristalplaatje zowel $N-P-N$ - als $P-N-P$ -transistors te maken. Wel kan men door twee laagjes P -materiaal naast elkaar aan te brengen, een $P-N-P$ -transistor verkrijgen; deze heeft echter een zeer kleine stroomversterkingsfactor.

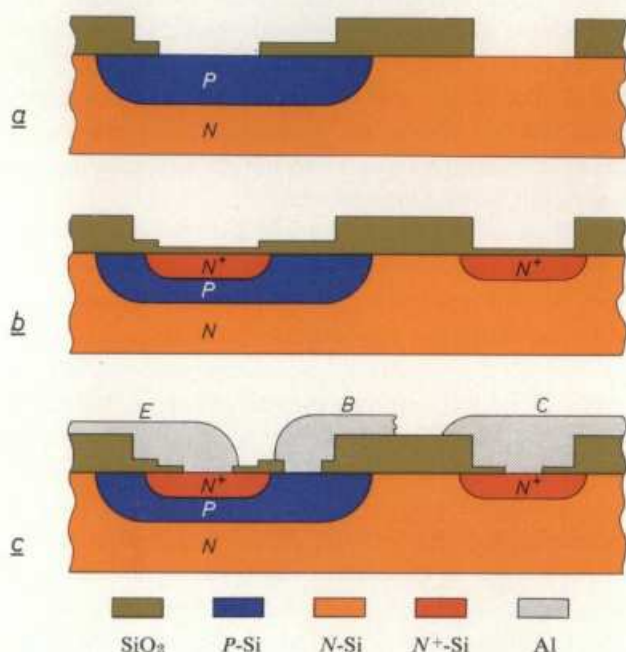


Fig. 6. Vervaardiging van een $N-P-N$ -transistor.

- In het SiO₂-laagje dat het P -silicium afsluit (zie fig. 1f), en boven het N -silicium worden gaten geëtsd.
- Door diffusie worden onder deze gaten N^+ -laagjes gevormd. Het geheel wordt weer afgesloten door oxidatie.
- Na het wederom etsen van gaten in de SiO₂-laag worden aansluitingen aan emitter (E), basis (B) en collector (C) aangebracht.

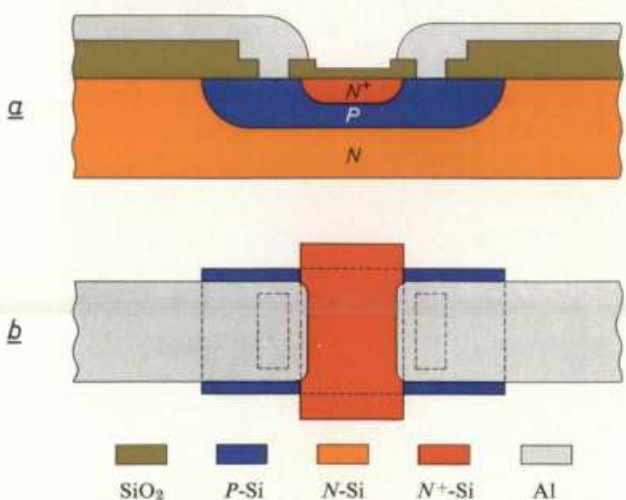


Fig. 7. Doorsnede (a) en bovenaanzicht (b) van een veldeffecttransistor. Op het stripvormig laagje P -silicium, dat is voorzien van twee aansluitingen, is een laagje N^+ -silicium gevormd, dat in de richting dwars op de strip zo groot is dat het aansluit aan het N -silicium van de ondergrond.

Door een dergelijke transistor te combineren met een van het $N-P-N$ -type, kan men evenwel een schakeling verkrijgen die in verschillende opzichten overeenkomt met een $P-N-P$ -transistor met grotere stroomversterkingsfactor [3].

Andere elementen

Volgens de beschreven planaire techniek zijn nog verschillende andere schakelingselementen te maken. Als voorbeeld zijn in fig. 7 een doorsnede en een bovenaanzicht van een *veldeffecttransistor* [4] geschetst. Wederom worden in een plaatje N -silicium achtereenvolgens laagjes van P - en N^+ -materiaal gevormd. Het laatstgevormde laagje wordt nu echter in één richting zo groot gemaakt dat het contact maakt met het oorspronkelijke kristal, terwijl op het P -materiaal twee aansluitingen worden aangebracht, ter weerszijden van het N^+ -laagje. De stroom door het P -laagje kan nu worden gestuurd door de spanning tussen het N - en het P -materiaal.

Zonder nader hierop in te gaan, noemen wij nog enkele andere schakelingselementen die volgens de planaire techniek zijn te vervaardigen. Dit zijn $N-P-N-P$ -gelijkrichters (bestuurbare gelijkrichters, thyristors) en elementen waarbij een SiO₂-laag dienst doet als diëlektricum. Hiertoe behoren de metaal-oxide-halfgeleidercapaciteiten (MOS) en de metaal-oxide-halfgeleidertransistors (MOST).

Het onderling isoleren van de elementen

Wanneer men op de beschreven wijze in een kristalplaatje een aantal schakelingselementen heeft aangebracht, hebben deze alle een gemeenschappelijke N -laag; zij zijn dus aan één pool galvanisch verbonden. Voor vrijwel alle schakelingen is het echter nodig de elementen geheel van elkaar te isoleren. Dit kan geschieden door middel van een extra- $P-N$ -overgang. Een werkwijze hiervoor is in fig. 8 geschetst. Thans wordt niet uitgegaan van een kristalplaatje van N -silicium, doch van een monokristallijne laag van N -materiaal, die epitaxiaal is aangebracht op een kristal van P -silicium. Op deze laag wordt weer SiO₂ gevormd, waarin een kanalenpatroon wordt geëtsd volgens lijnen die de gewenste isolerende afscheidingen moeten vormen (fig. 8a). Door diffusie laat men nu langs deze lijnen P -silicium ontstaan. Het diffusieproces wordt zo lang voortgezet dat het nieuwgevormde P -materiaal zich tot het oorspronkelijke P -kristal uitstrekt. Na de diffusie wordt het kanalenpatroon weer door een laagje SiO₂ gesloten (fig. 8b). Het N -silicium vormt nu in het

[3] Zie H. C. Lin, T. B. Tan, G. Y. Chang, B. van der Leest en N. Formigoni, Lateral complementary transistor structure for the simultaneous fabrication of functional blocks, Proc. IEEE 52, 1491-1495, 1964.

[4] Zie voor aard en werking hiervan het volgende artikel in dit nummer: H. C. de Graaff en H. Koelmans, De dunnelagen-transistor, Philips techn. T. 27, 160-166, 1965/66.

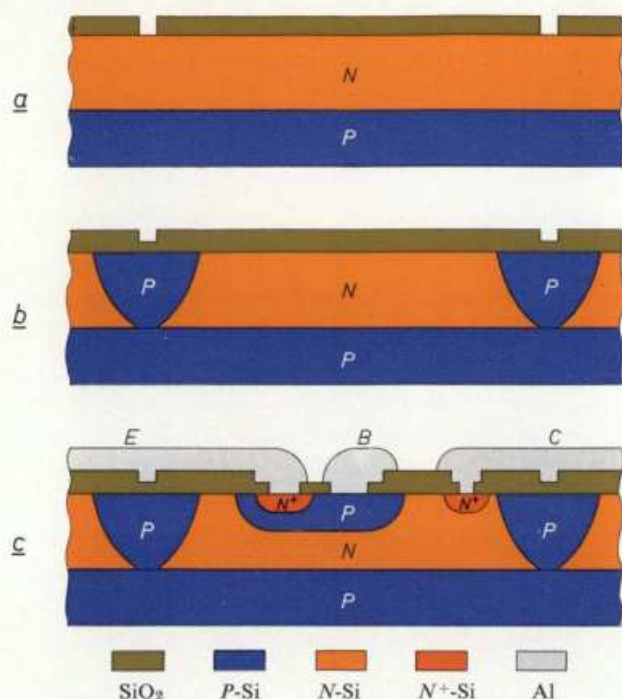


Fig. 8. Het isoleren van de elementen van een kristalschakeling. a) Op een substraat van P-silicium wordt een epitaxiale N-laag gevormd. Deze wordt door oxidatie bedekt met een laag SiO₂, waarin op de eerder beschreven wijze een lijnenpatroon wordt getst.

b) Door diffusie laat men langs het genoemde lijnenpatroon P-silicium ontstaan, dat tot in het substraat reikt. Hierdoor ontstaan „eilandjes” van N-silicium die door het aanleggen van een spanning in de keerrichting kunnen worden geïsoleerd van het omringende P-silicium.

c) Vorming van een transistor die is geïsoleerd van de andere elementen van de schakeling. In het eilandje van N-silicium, dat als collector dienst doet, wordt een laagje P-silicium, dat als basis, gevormd. Hierin laat men een laagje N⁺-silicium ontstaan, de emitter. Om op het N-materiaal van de collector een aansluiting te kunnen maken, laat men tegelijk met de vorming van de emitter ook in het N-silicium een laagje N⁺-silicium ontstaan. De aansluitingen aan emitter, basis en collector, die weer door opdampen van aluminium worden aangebracht, zijn met E, B en C aangeduid.

P-materiaal een aantal „eilandjes”, die door het aanleggen van een spanning in de keerrichting tussen het P- en het N-silicium van elkaar kunnen worden geïsoleerd. (Deze isolatie heeft wel een vrij grote capaciteit.) In elk van deze eilandjes kan een schakelings-element worden gemaakt volgens de beschreven procédés.

Fig. 8c toont een doorsnede van een op deze wijze gevormde N-P-N-transistor. De collectoraansluiting wordt op de reeds beschreven manier gemaakt.

Een transistor die op deze wijze is vervaardigd, heeft enkele bijzondere eigenschappen waarmee bij de toepassing rekening moet worden gehouden. Allereerst noemen wij het feit dat de collector-serieweerstand vrij groot is. Dit komt doordat de epitaxiale N-laag waaruit de collector wordt gevormd, een zeer geringe dikte heeft, nl. ongeveer 10 μm . Het eigenlijke collectorgebied, dat zich onder de basis bevindt (zie fig. 8c), is nog dunner, nl. ongeveer 7 μm . Door de hoge collector-serieweerstand is de kniespanning van deze soort

transistors altijd groter dan die van op „normale” wijze vervaardigde transistors. Het is dan ook moeilijk op de besproken wijze transistors te vervaardigen die met een hoog rendement een betrekkelijk groot vermogen kunnen leveren.

De collectorweerstand kan worden verkleind en de kniespanning verlaagd door vóór de eerste behandeling, het aanbrengen van de epitaxiale N-laag op het P-silicium, in het laatstgenoemde materiaal een laagje N⁺-materiaal te vormen (zg. „begraven laag”, zie fig. 9). Dit laagje, dat een groter geleidingsvermogen heeft dan het N-silicium, bevindt zich dan dus onder het N-materiaal van de collector en kan de collectorweerstand aanzienlijk verlagen.

Een andere bijzonderheid van een transistor van dit type is dat, door de aanwezigheid van enkele gebieden van P- en N-materiaal, ook buiten de gewenste transistor configuraties zijn aan te wijzen die transistor-eigenschappen vertonen. Zo vormen de basis, de collector en de ondergrond van P-materiaal een P-N-P-transistor. De basis hiervan wordt gevormd door de collector van de gewenste transistor. Doordat deze „basis” dikker is dan die van een normale transistor, is van een dergelijke P-N-P-transistor de versterkingsfactor vrij klein (b.v. 4 à 5). Desondanks kunnen hierdoor in sommige schakelingen ongewenste effecten optreden, waartegen dan maatregelen moeten worden genomen.

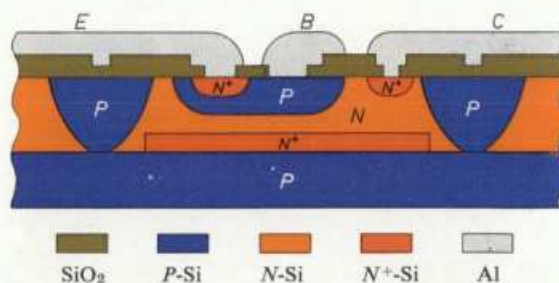


Fig. 9. De collectorweerstand kan worden verkleind door onder het N-silicium van de collector een laag N⁺-silicium aan te brengen.

Ten slotte wijzen wij er nog op dat bij het beschreven proces een combinatie van vier lagen silicium wordt gevormd (emitter, basis, collector en ondergrond), die afwisselend van het type N en het type P zijn. Een dergelijke combinatie kan eigenschappen vertonen die overeenkomen met die van een thyristor. Storende effecten die hierdoor zouden kunnen optreden, kan men door keuze van de juiste polariteit van de spanningen tussen de laagjes vrijwel altijd voorkomen.

Een andere manier om de elementen van elkaar te isoleren, bestaat hierin dat men in een kristalplaatje groeven etst en deze door oxidatie voorziet van een isolerende SiO₂-laag. De vervaardiging van deze soort schakelingen, die men aanduidt als „Epitaxial Passivated and Isolated Integrated Circuits” (E.P.I.C.) gaat echter nog met grote moeilijkheden gepaard.

Vervaardiging van grote aantallen schakelingen

In het voorgaande is de wijze van vervaardiging van één enkele kristalschakeling behandeld. Een lonende productie volgens deze nogal bewerkelijke techniek is mogelijk doordat op één plaatje silicium een groot aantal schakelingen gelijktijdig gemaakt worden. Men kan op een plaatje van 2,5 cm diameter honderden gelijksoortige schakelingen vormen. Hiertoe maakt men eerst voor één schakeling op sterk vergrote schaal (200 maal) tekeningen voor alle achtereenvolgens te gebruiken maskers. Deze tekeningen worden in twee stappen fotografisch verkleind, waarna het uiteindelijke masker wordt verkregen door de laatste verkleinde afbeelding op één negatief vele malen te herhalen. Om de maskers die achtereenvolgens bij de verschillende processen worden gebruikt, precies de gewenste gedeelten van het kristal te laten afdekken, moeten de afdrucken gemaakt worden met een zeer grote nauwkeurigheid. De maximaal toelaatbare afwijkingen bedragen ongeveer 1 μm .

Beperkingen van de planaire techniek

Kleine onvolkomenheden in het kristal kunnen ontoelaatbare afwijkingen in de lekstroom of de keer-spanning van één of meer der aangebrachte *P-N*-overgangen doen ontstaan. De waarschijnlijkheid dat een dergelijke kristalfout binnen een schakeling valt, neemt toe naarmate de door de schakeling in beslag genomen oppervlakte groter is. Hierdoor neemt in een aantal gelijktijdig vervaardigde kristalschakelingen het percentage af te keuren exemplaren toe met een vergroting van de oppervlakte per exemplaar. Het is dus ook om andere redenen dan die van microminaturisatie gewenst om de oppervlakte van de schakelingen zo klein mogelijk te maken. Door dit streven naar kleine afmetingen is verder een beperking opgelegd aan het aantal elementen dat men in een schakeling kan opnemen en kan men ook de weerstanden en capaciteiten niet willekeurig groot maken.

Wij noemden als maximale weerstand reeds 50 k Ω en als maximale capaciteit 200 pF.

Een andere oorzaak van fouten, die eveneens in nauw verband staat met de kleine afmetingen, kan gelegen zijn in de aanwezigheid van stof bij bewerkingen die verband houden met het afbeelden van de maskers op het kristal. Dit dient dan ook in een stofvrije ruimte te geschieden.

Doordat in een aantal gelijktijdig vervaardigde kristalschakelingen het percentage niet goed functionerende en dus af te keuren exemplaren toeneemt met een vergroting van de oppervlakte per exemplaar, worden de kosten die zijn verbonden aan het aanbrengen van een element, meer bepaald door de in beslag genomen oppervlakte dan door de soort en de gewenste eigenschappen van dit element. Zo is b.v. een weer-

stand van 10 k Ω , die ongeveer evenveel plaats inneemt als 5 of 6 transistors, ook ongeveer 5 tot 6 maal zo duur als een transistor. Een regel die bij het economisch ontwerpen van andere soorten schakelingen vrijwel algemeen geldt, nl. dat weerstanden veel goedkoper zijn dan transistors, gaat dus bij kristalschakelingen niet op. Het kan voordelig zijn deze laatste schakelingen zodanig te ontwerpen dat er weinig grote weerstanden in nodig zijn; tegen het gebruik van meer transistors dan in een conventionele schakeling bestaat veel minder bezwaar.

Volledigheidshalve vermelden wij hier nogmaals enkele reeds genoemde feiten die beperkingen vormen voor de realiseerbaarheid van de eisen die men aan kristalschakelingen kan stellen: de grote temperatuur coëfficiënt van de weerstanden, de grote capaciteit tussen de van elkaar geïsoleerde elementen, de met de spanning variërende capaciteiten, de grote collectorserie weerstand van de transistors en het feit dat men in een kristal geen zelfinducties kan vormen.

Enkele van de hieruit voortvloeiende problemen kunnen worden ondervangen door de kristaltechniek te combineren met de dunnelagentechniek. Vormt men de weerstanden niet in het kristal door diffusie, maar door op de SiO₂-laag gedampte metaallagen, dan is de temperatuurcoëfficiënt van de weerstanden veel kleiner. We komen zo tot een combinatie van de diffusietechniek en de dunnelagentechniek. Op de hiermede verkregen „hybridische schakelingen” is ook gewezen in het onder ^[1] genoemde artikel (blz. 150).

Afwerking

De vorm waarin een kristalschakeling wordt afgeleverd, wordt bepaald door de manier waarop deze moet worden bevestigd in het toestel waarin men hem wil toepassen. Een thans nog veel gebruikte methode is het bevestigen van de schakeling in een houder met dezelfde afmetingen als die welke men voor transistors gebruikt (type TO 5). Dit heeft natuurlijk tot gevolg

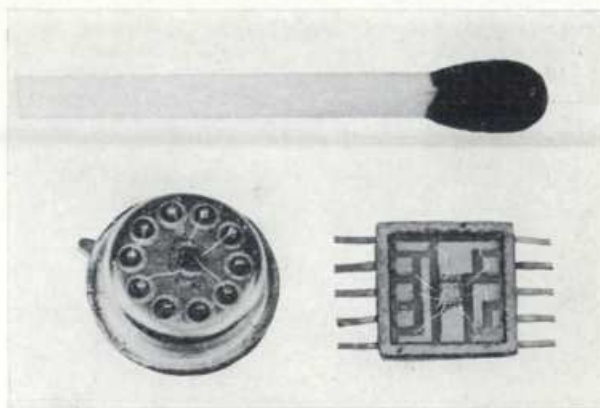


Fig. 10. Twee montagemethodes voor kristalschakelingen. Links transistorvoet TO 5, rechts „flat package”.

dat het uiterst kleine volume van een kristalschakeling (b.v. $0,25 \text{ mm}^3$) niet meer tot zijn recht komt. De in beslag genomen ruimte kan na montage op deze wijze b.v. $0,3 \text{ cm}^3$ zijn, dus meer dan $1000 \times$ zo groot, en deze ruimte moet nog worden vermeerderd met die welke nodig is voor de aansluitdraden.

Bij een andere manier van montage wordt de kristalschakeling bevestigd in een platte houder, die

aan weerszijden van aansluitdraden is voorzien (zg. „flat package"). In dit geval kan een kleiner totaal volume worden bereikt, nl. ongeveer $0,05 \text{ cm}^3$. Fig. 10 toont de beide genoemde uitvoeringsvormen.

Het maken van de verbindingen tussen een kristalschakeling en de aansluitdraden dient, in verband met de kleine afmetingen, ook met grote nauwkeurigheid te geschieden. Als verbindingsmateriaal wordt meestal

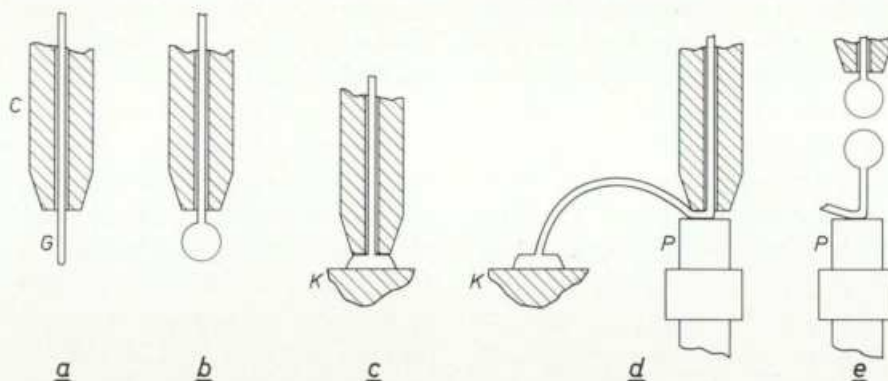
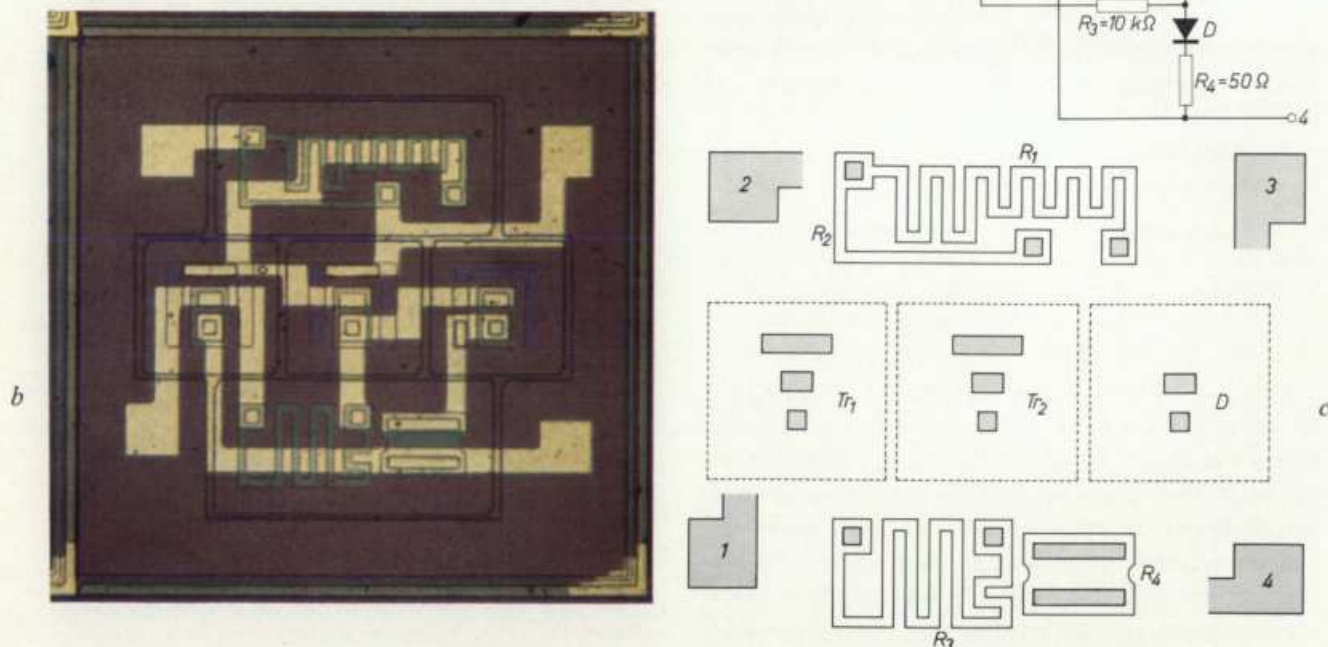


Fig. 11. Het maken van verbindingen tussen een kristalschakeling en de aansluitingen aan de montagevoet.

- In het capillaire buisje *C* bevindt zich een gouddraad *G* ter dikte van $20 \mu\text{m}$.
- Met een waterstofvlam wordt aan het uiteinde van de gouddraad een bolletje gevormd (diameter ongeveer $75 \mu\text{m}$).
- Door neerdrücken op het contact *K* van de kristalschakeling, die tot 320°C is verhit, wordt de verbinding tussen de gouddraad en dit contact gevormd.
- Het capillaire buisje wordt opgetrokken, waarbij de gouddraad wordt gevierd. Vervolgens wordt weer door neerdrücken van het buisje de verbinding met de contacten *P* van de eveneens verhitte montagebodem tot stand gebracht.
- Na het optrekken van het capillaire buisje wordt de gouddraad doorgesmolten, waarbij aan beide einden weer een bolletje wordt gevormd. Het op de contacten *P* gevormde bolletje kan eventueel worden verwijderd.

Fig. 12. Operationele versterker met twee transistors, een diode en vier weerstanden, vervaardigd als kristalschakeling. a) Schema, b) foto, c) aanduiding van de plaats van de elementen. De donkere dubbele lijnen in de foto zijn de isolerende afscheidingen tussen de verschillende onderdelen (*P*-materiaal, zie fig. 8). De lichte gedeelten zijn de uit opgedampt aluminium bestaande verbindingen tussen de elementen. De aansluitklemmen zijn in schema en overzichtsschets met dezelfde cijfers aangegeven. De werkelijke afmetingen van het kristalplaatje zijn $\times 1 \text{ mm}^2$.



goud gebruikt. De werkwijze is in fig. 11 geschetst.

Nadat alle aansluitingen aangebracht zijn, wordt de houder in een atmosfeer van droge stikstof hermetisch gesloten.

Voorbeelden van kristal-schakelingen

Als voorbeelden voor de mogelijkheden die door de besproken techniek worden geboden, zijn in de figuren 12 en 13 een tweetal kristal-schakelingen weergegeven.

Fig. 12 toont het schema en een vergrote foto van een versterker (met twee transistors, een diode en vier weerstanden) waarin een sterke tegenkoppeling is toegepast, zodat een nauwkeurig vastgelegde versterking wordt verkregen („operationele versterker“). De plaats van de verschillende in het schema aangeduide onderdelen is in de schets fig. 12 c aangegeven.

Als illustratie van het feit dat ook uitvoeriger schakelingen in kristalvorm uitgevoerd kunnen worden, geeft fig. 13 zowel het schema als een foto van een schuifregister voor een rekenmachine. Deze schakeling bevat 17 transistors en 15 weerstanden en is, evenals de vorige, aangebracht op een kristalplaatje met een oppervlakte van 1 mm^2 . De door de schakeling zelf in beslag genomen oppervlakte is dus nog kleiner.

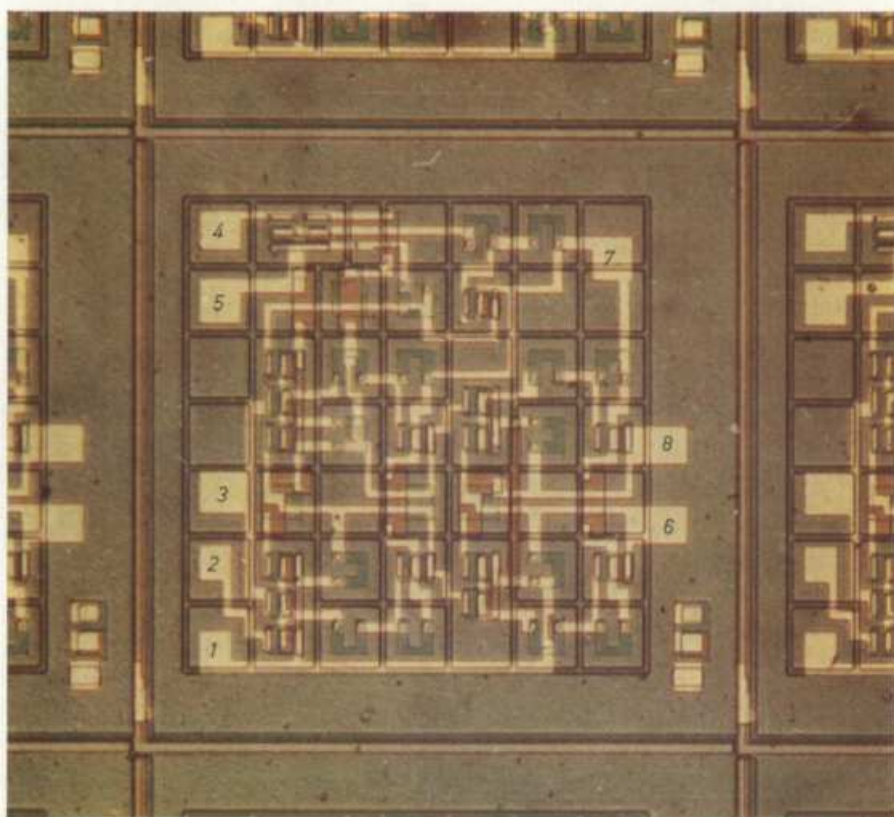
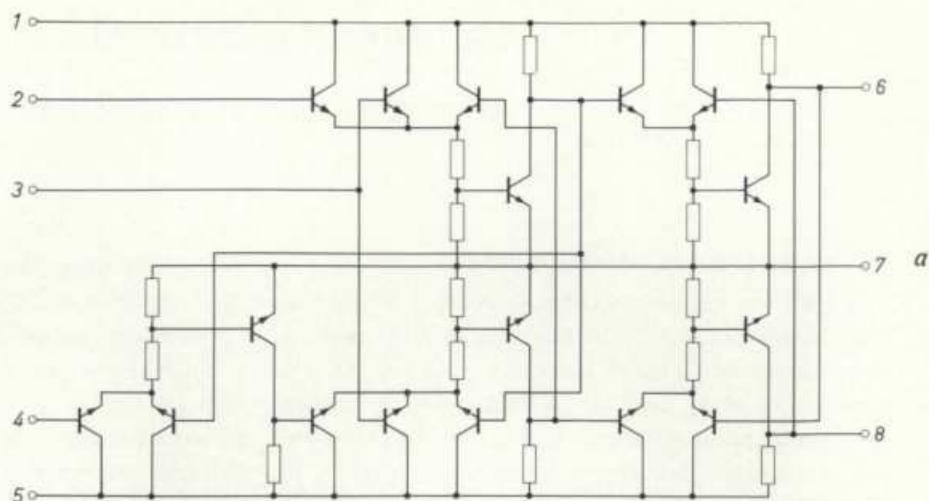


Fig. 13. Schema (a) en foto (b) van een schuifregister voor een rekenmachine. De schakeling bevat 17 transistors en 15 weerstanden. Ook hier vormen de donkere lijnen de isolerende afscheidingen tussen de elementen en zijn de lichte gedeelten de verbindingen hiertussen. De aansluitingen zijn op schema en foto met dezelfde cijfers aangegeven. Op het kristalplaatje ($1 \times 1 \text{ mm}^2$) bevindt zich rechts beneden een proeftransistor, die wordt gebruikt om het diffusieproces te controleren.

Samenvatting. Kristal-schakelingen zijn geïntegreerde schakelingen waarvan de actieve zowel als de passieve elementen worden aangebracht in een siliciumkristal. Hiertoe wordt een plaatje silicium achtereenvolgens onderworpen aan een serie maskerings- en diffusieprocessen, waardoor laagjes worden gevormd die achtereenvolgens uit materiaal van hetzij type P , hetzij type N of N^+ bestaan. In dit artikel wordt besproken hoe met deze processen diodes, weerstanden, condensatoren en transistors kunnen worden gemaakt. De hiermede gevormde schakelingen hebben uiterst kleine af-

metingen, nl. van minder dan $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Als isolatie tussen de verschillende elementen kunnen $P-N$ -overgangen worden gebruikt waarop een spanning in de keerrichting wordt gezet. Een lonende produktie is mogelijk doordat men in één bewerkingsgang grote aantallen schakelingen op een kristalplaatje kan vormen. Een aantal beperkingen worden genoemd die men zich bij het realiseren van kristal-schakelingen moet opleggen. Ten slotte worden twee montagethodes beschreven en wordt de uitvoering van kristal-schakelingen door twee voorbeelden geïllustreerd.

De dunnelagentransistor

H. C. de Graaff en H. Koelmans

621.382.3:539.234

Aard en werking van veldeffecttransistors

In 1907 werd ontdekt dat het mogelijk is een stroom van elektronen die zich door een vacuüm bewegen, te besturen met een relatief klein elektrisch signaal. De toepassing hiervan heeft de radiotelefonie, de omroep en vele andere dingen mogelijk gemaakt. In 1930 werd ook een schakelings-element gevonden — door J. E. Lilienfeld te New York — waarmee op analoge wijze een stroom kon worden bestuurd die door een *vaste stof* vloeit. Dit element is echter nooit praktisch toegepast, evenmin als een soortgelijk schakelings-element dat enkele jaren later werd uitgevonden door O. Heil te Berlijn.

Het zojuist genoemde schakelings-element van Lilienfeld werkte op dezelfde wijze als die welke onderwerp zijn van dit artikel: het moet beschouwd worden als de eerste veldeffecttransistor — meer in het bijzonder: als de eerste dunnelagentransistor^[1]. Het besturen van de stroom in een veldeffecttransistor geschiedt door gebruik te maken van het welbekende elektrostatische influentie-effect, tegenwoordig kortweg *veldeffect* genoemd. Het principe ervan bespreken we aan de hand van *fig. 1*.

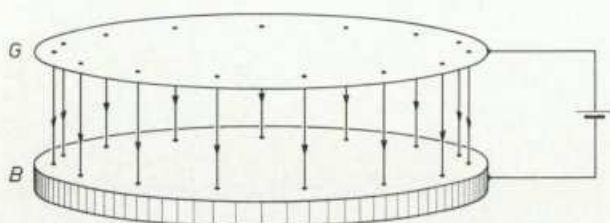


Fig. 1. Ter verklaring van de wijze waarop in een veldeffecttransistor de stroom bestuurd wordt. Zet men op de elektrode *G* een spanning, dan ontstaat er in de plaat *B* een influentielading die een bijdrage levert tot het geleidingsvermogen van *B*.

Wordt een potentiaalverschil aangelegd tussen een plaatvormige elektrode *G*, de stuur-elektrode, en een geleidende plaat *B*, die elektrisch van *G* geïsoleerd is en ongeveer evenwijdig met *G* op zekere afstand daarvan is opgesteld, dan lopen er krachtlijnen van *G* naar *B* (of omgekeerd), die in *B* moeten eindigen op influentieladingen. Deze influentieladingen kunnen het geleidingsvermogen van *B* merkbaar beïnvloeden. Dit zal het geval zijn wanneer:

- 1) de influentieladingen beweeglijk zijn, en
- 2) de grootte van de geïntercedeerde lading niet verwaarloosbaar klein is ten opzichte van de van nature in *B* aanwezige beweeglijke lading.

Aan (1) kan zowel worden voldaan door metalen als door halfgeleiders. In de praktijk komen echter alleen halfgeleiders in aanmerking: in metalen is de van nature aanwezige vrije lading gewoonlijk zo groot dat er niet aan (2) voldaan kan worden. Men beheerst thans het maken van halfgeleidende materialen in voldoende mate om de concentratie van de van nature aanwezige vrije lading zeer klein te kunnen maken. Behalve door de keus van het materiaal kan men laatstgenoemde lading ook nog verkleinen door de dikte van *B* te verminderen; op de influentielading heeft dat geen invloed, die bevindt zich in een dunne laag onder het oppervlak van *B*.

Anders dan bij de gewone transistors, spelen de minderheidsladingdragers — b.v. de gaten in een halfgeleider van type *N* — in veldeffecttransistors geen enkele rol; het veldeffect is een beïnvloeding van de concentratie van de meerderheidsladingdragers.

Moderne veldeffecttransistors; de dunnelagentransistor

Er bestaan thans diverse soorten veldeffecttransistors; in hoofdzaak verschillen deze in de wijze waarop de stuur-elektrode geïsoleerd is van de halfgeleidende laag waardoor de te moduleren stroom vloeit, het zg. kanaal. Bij het oudste type van de moderne veldeffecttransistors, beschreven door Shockley (*fig. 2a*), is er eigenlijk geen isolatie in de gewone zin van het woord; de stuur-elektrode is daar, evenals het kanaal, van halfgeleidend materiaal, maar van het andere geleidings-type, en de potentiaal ervan is zodanig dat de *P-N*-overgang tussen stuur-elektrode en kanaal in de keerrichting geschakeld is. Aanmerkelijk jonger is de zg. MOS-transistor (*fig. 2b*). Hierin treft men een metalen stuur-elektrode aan (*M* = metaal), die van het halfgeleidende kanaal (*S* = semiconductor) is geïsoleerd door een oxidelaag (*O* = oxide). Een van de jongste van de thans bestaande veldeffecttransistors is de dunnelagentransistor. Zoals gezegd, mag deze beschouwd worden als de moderne versie van het schakelings-element van Lilienfeld. Hier bestaat het kanaal uit een polykristallijne halfgeleidende laag van b.v. CdS of CdSe, die verkregen wordt door opdampen op een isolerend substraat. Een uitvoeringsvorm ervan die beschreven is

Jr. H. C. de Graaff en dr. H. Koelmans zijn medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

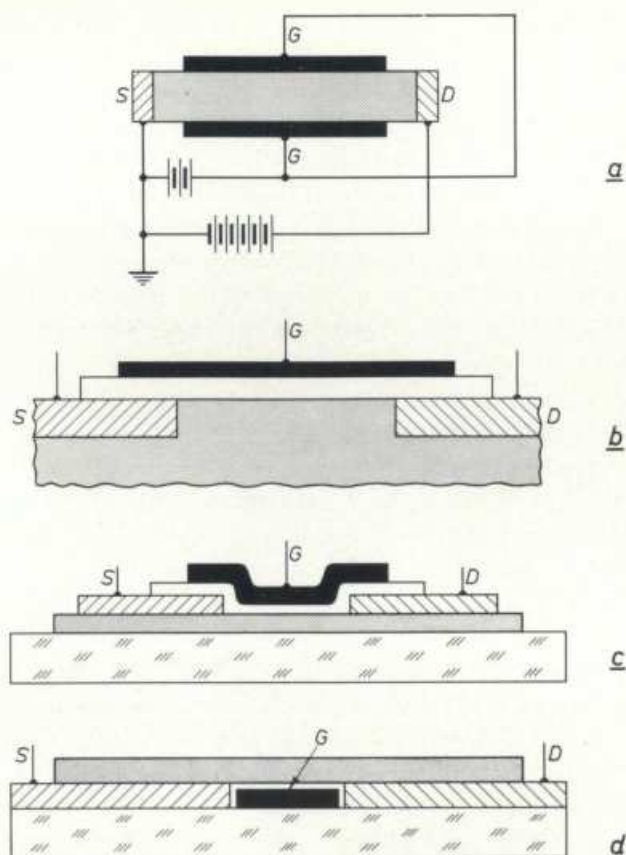


Fig. 2. Schematische doorsnede van a) een veldeffecttransistor met twee stuur elektrodes G (zg. symmetrische transistor) die niet geïsoleerd zijn van het kanaal, doch er een $P-N$ -overgang mee vormen die in de keerrichting geschakeld moet worden; b) een MOS-transistor; c) een der eerste uitvoeringsvormen van een dunnelagentransistor met geïsoleerde stuur elektrode; d) de meest recente uitvoeringsvorm van de door ons gemaakte dunnelagentransistors. In alle figuren is S de toevoerelektrode, D de afvoerelektrode en G de stuur elektrode. Toevoer- en afvoerelektrode zijn gearceerd, het kanaal is geschaduwd, de stuur elektrode is zwart, de isolerende laag wit. De dunnelagentransistor bevindt zich op een substraat van glas.

door P. K. Weimer^[2], vindt men schematisch weergegeven in fig. 2c; de nieuwste, ontwikkeld in het Philipslaboratorium te Eindhoven, in fig. 2d. De MOS-transistor en de dunnelagentransistor duidt men dikwijls aan met de verzamelnaam „veldeffecttransistor met geïsoleerde stuur elektrode”, het door Shockley beschreven type met de naam „veldeffecttransistor met keerlaagstuur elektrode” (junction-gate field-effect transistor).

Aangezien dunnelagentransistors gemaakt worden door middel van opdampen, ligt het voor de hand ze in schakelingen te combineren met passieve schakelingselementen die eveneens opgedampt zijn. Uit experimenten in dit laboratorium is gebleken dat de voor beide soorten schakelingselementen vereiste productie-procédés verenigbaar zijn. Als het gelukt de gebreken die de dunnelagentransistors thans nog vertonen, in voldoende mate te verhelpen — en daarop is goede

hoop —, zal het dus in principe mogelijk zijn complete geïntegreerde schakelingen te maken door opdampen op een isolerend substraat. Men heeft daarmee een zeer aantrekkelijke oplossing voor die gevallen waar voor de passieve elementen (met name weerstanden en condensatoren) nauwere toleranties worden voorgeschreven dan bij volgens de planaire techniek gemaakte kristalschakelingen kunnen worden gerealiseerd^[3], of waarvoor de isolatiemethode die bij kristalschakelingen wordt toegepast^[4] niet afdoende is. Ook voor zeer omvangrijke schakelingen, waarbij het fabricagerendement van de planaire techniek door de statistisch verdeelde oppervlakfouten minder gunstig wordt, kan het zeer aantrekkelijk zijn om volledige opgedampte schakelingen toe te passen.

In het volgende hoofdstuk willen we de voornaamste eigenschappen van de dunnelagentransistor behandelen. In het slothoofdstuk gaan we dieper in op de diverse uitvoeringsvormen en op de wijzen van produktie die er bestaan, waarbij de nadruk zal vallen op een door ons ontwikkelde produktiemethode.

Eigenschappen van dunnelagentransistors; de karakteristieken

In fig. 3 vindt men een schematische langsdoorsnede van een dunnelagentransistor. Hierin is S de toevoer-

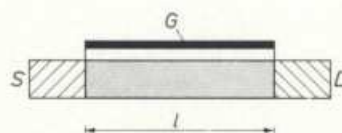


Fig. 3. Model van een dunnelagentransistor ter toelichting van de formule voor de karakteristieken. De letters en de arceringen hebben dezelfde betekenis als in fig. 2. De lengte van het kanaal is l .

elektrode (source) en D de afvoerelektrode (drain); daartussen bevindt zich het kanaal (geschaduwd). De lengte daarvan, d.i. de afstand van S naar D , duiden we aan met l . Boven het kanaal is er een isolerende laag en daarboven de stuur elektrode G (gate). De poten-

[1] Het schakelingselement van Lilienfeld is beschreven in drie Amerikaanse octrooien, verleend in resp. 1930, 1932 en 1933, dat van Heil in een Engels octrooi, verleend in 1935. Voor verdere bijzonderheden van de uitvinding van de diverse soorten transistors zie b.v.: C. T. Sah, IEEE Trans. on electron devices ED-11, 324, 1964, alsmede de in dat artikel aangehaalde literatuur. Een uitvoerige bibliografie (t/m sept. 1963) betreffende de veldeffecttransistor vindt men bij J. T. Wallmark, IEEE Spectrum 1, no. 3, 182, 1964.

[2] P. K. Weimer, Proc. IRE 50, 1462, 1962. Een uitvoerige verhandeling van deze auteur over de dunnelagentransistor met geïsoleerde stuur elektrode vindt men in Physics of thin films 2, 147, 1964.

[3] Vgl. het artikel van E. C. Munk en A. Rademakers in dit nummer, blz. 141.

[4] Vgl. het artikel van A. Schmitz in dit nummer, blz. 152.

tialen van S , D en G duiden we resp. aan met V_s , V_d en V_g . Het is gebruikelijk $V_s = 0$ te stellen, en dus alle potentialen te betrekken op die van de toevoerelektrode. Met V_g bedoelen we dus $V_g - V_s$, en met V_d het potentiaalverschil tussen de uiteinden van het kanaal, de kanaalspanning. Daar het geleidingsvermogen van het kanaal goeddeels bepaald wordt door de lading die erin aanwezig is wanneer een stuurspanning V_g wordt aangelegd, is ook de capaciteit C van de stuur-elektrode een belangrijke grootte.

Volgens een benaderende beschouwing, waarbij men aanneemt dat de influentielading die in een zeker punt van het kanaal door V_g veroorzaakt wordt, niet afhangt van het al of niet aanwezig zijn van een potentiaalverschil tussen toevoer- en afvoerelektrode — de zg. graduele benadering van Shockley —, wordt het verband tussen de stroom I en de spanningen V_g en V_d in een zeker interval van V_g -waarden gegeven door de formule:

$$I = \frac{\mu C}{l^2} \left\{ (V_g - V_0)V_d - \frac{1}{2}V_d^2 \right\} \quad (1)$$

De grootte V_0 hierin is een constante, de grootte μ is de beweeglijkheid van de ladingdragers. De stroom I varieert, zoals men ziet, lineair met de potentiaal van de sturelektrode en kwadratisch met de kanaalspanning. Het verband tussen I en V_d heeft volgens (1) de vorm van een parabool waarvan de top naar boven gericht is (fig. 4). Voor V_d -waarden die groter zijn dan de absciswaarde $V_g - V_0$ van de top, geldt formule (1)

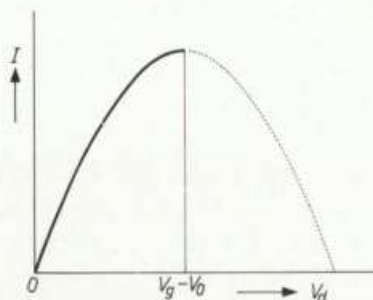


Fig. 4. In het gebied $0 < V_d < V_g - V_0$ verloopt de theoretische I - V_d -karakteristiek parabolisch. De top van de parabool wordt bereikt bij $V_d = V_g - V_0$.

niet meer. Men neemt aan dat de karakteristieken daar in eerste benadering horizontaal moeten lopen (fig. 5). In dit gebied, het verzadigingsgebied, geldt, naar men uit (1) kan afleiden:

$$I_{\max} = \frac{\mu C}{2l^2} (V_g - V_0)^2 \quad (2)$$

De fysische betekenis van de constante V_0 is de volgen-

de. In het geval dat V_s en V_d beide nul zijn, is V_0 de waarde van V_g waarbij de inductielading tegengesteld gelijk is aan de van nature aanwezige lading. Bij $V_g = V_0$ is de totale ladingsdichtheid dus juist gelijk 0. Hierbij dient te worden opgemerkt dat we in dit hoofdstuk veronderstellen dat het kanaal zo dun is dat de influentielading min of meer gelijkmatig over de dikte ervan verdeeld is. Men kan dit beschouwen als een schematische voorstelling van de uiterst dunne, naar de sturelektrode gekeerde zone aan het oppervlak van de halfgeleidende laag, waarin zich de inductielading in hoofdzaak bevindt en waarin de stroomgeleiding voor het overgrote deel plaatsvindt.

Nu kan er in een elementje van het kanaal uiteraard alleen een van V_g en V_d afhangende stroom vloeien wanneer de dichtheid van de totale lading in dat elementje negatief is (elektronenconcentratie positief). De potentiaal V ervan moet dus voldoen aan de eis $V_g - V > V_0$, ofwel: $V < V_g - V_0$. Formule (1) geldt alleen als voor alle elementen van het kanaal aan deze eis voldaan is. Daar de hoogste potentiaal die in het kanaal voorkomt V_d is, volgt hieruit dus $V_d < V_g - V_0$; het rechterlid is de bovengrens van het geldigheidsgebied van (1), die hierboven genoemd werd. De waarde $(V_g - V_0)$ van V_d noemt men de afknijpspanning. (Dit „afknijpen” is dus niet vergelijkbaar met het afknijpen van een radiobuis door middel van een sterk negatieve roosterspanning; ook bij $V_d \geq V_g - V_0$ vloeit er een stroom door het kanaal, zie fig. 5.)

Er zijn transistors waarbij V_0 positief is en andere

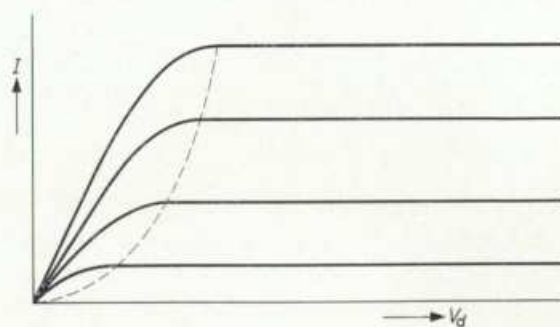


Fig. 5. Schaar van theoretische I - V_d -karakteristieken. Iedere curve geldt voor een bepaalde waarde van V_g . De streeplijn (eveneens een parabool) gaat door de punten $V_d = V_g - V_0$ (de toppen van de parabolen); rechts daarvan lopen de curven horizontaal.

waarbij V_0 negatief is. Dit hangt samen met de aard van het kanaalmateriaal. Bevat het kanaal bij afwezigheid van spanning ($V_g = 0$) reeds beweeglijke elektronen, dan is de spanning die nodig is om deze te verdrijven uiteraard negatief. Bevat het kanaal geen elektronen maar wel ledige vangplaatsen, dan is V_0 positief. Bij relatief geringe positieve waarden van V_g gebeurt er dan nog niets anders dan dat een deel van de vangplaatsen gevuld wordt; het geleidingsvermogen wordt

daar niet groter van. Eerst als alle vangplaatsen gevuld zijn, dus eerst als $V_g > V_0$ is geworden, treedt een toeneming van het geleidingsvermogen op. In het gedeelte in kleine letters aan het eind van deze paragraaf wordt op dit punt nog nader ingegaan.

Thans willen we de I - V_g -karakteristieken beschouwen. De steilheid S van de transistor — hier dus de partiële afgeleide van I naar V_g bij constante V_d — kan uit de hierboven gegeven formules voor I direct berekend worden. In het gebied $0 < V_d < V_g - V_0$ geldt:

$$S = \frac{\mu C}{l^2} V_d, \quad \dots \quad (3a)$$

en in het verzadigingsgebied:

$$S_{\max} = \frac{\mu C}{l^2} (V_g - V_0). \quad \dots \quad (3b)$$

Uit deze formules blijkt dat men een grote steilheid verkrijgt als men de kanaallengte l klein kiest, de capaciteit groot — d.w.z. de isolerende laag dun — en voorts als men een materiaal kiest waarin de elektronen een grote beweeglijkheid hebben.

Fig. 6 en 7 tonen karakteristieken van een door ons gemaakte transistor. In fig. 6 ziet men de I - V_d -karakteristieken voor vijf verschillende waarden van V_g . Men herkent links het parabolische deel (vgl. fig. 4 en 5) en rechts daarvan het „horizontale”. Zoals men ziet, loopt laatstgenoemd deel in werkelijkheid niet volkomen horizontaal. Het hysteresisverschijnsel in de bovenste twee karakteristieken komt hieronder nog ter sprake.

In fig. 7 vindt men twee uit de vorige afgeleide

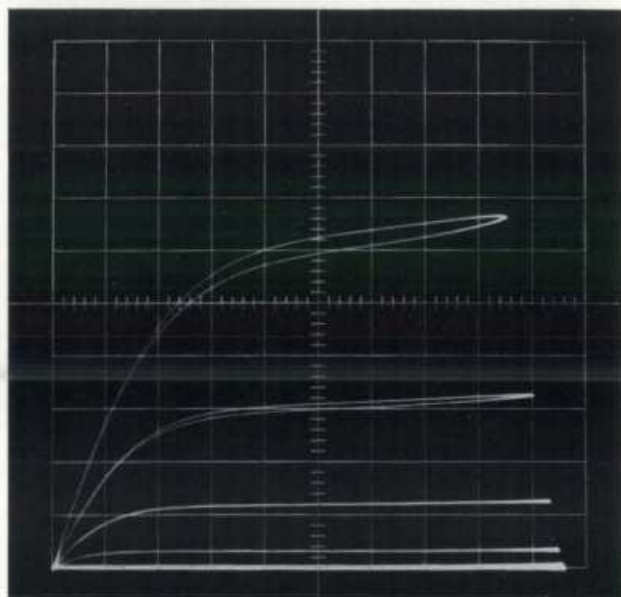


Fig. 6. De I - V_d -karakteristieken van een door ons gemaakte dunnelagentransistor van het type van fig. 2d. Langs de I -as correspondeert één vakje met 2 milliampère, langs de V_d -as met 1 volt. De curven gelden resp. voor (van boven naar beneden) $V_g = 6$ V, 4 V, 3 V, en 2 V.

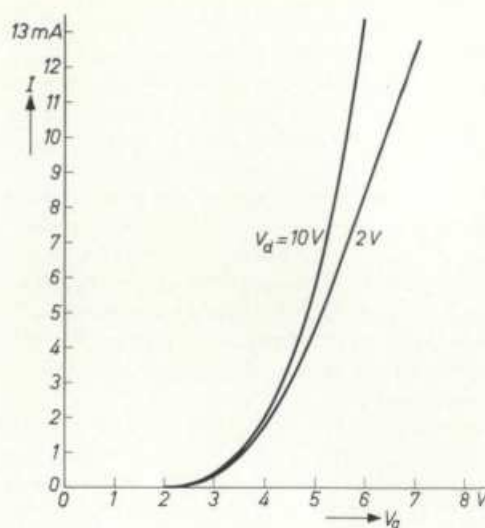


Fig. 7. Twee uit fig. 6 afgeleide I - V_g -karakteristieken. De steilheid is ca. 5 mA/V.

I - V_g -karakteristieken. Bij $V_d = 10$ V is de hoogste steilheid van de onderhavige transistor blijikbaar ca. 5 mA/V. De capaciteit C is ca. 20 pF. In schakelingen met geaarde toevoerelektrode is de ingangsweerstand voor lage frequenties ongeveer 10^4 MΩ. De oppervlakte is ca. 0,02 mm². De lengte l van het kanaal is ca. 8 μm.

De dunnelagentransistors vertonen, evenals de MOS-transistors, een vrij sterke ruis. De intensiteit hiervan is omgekeerd evenredig met de frequentie f (zg. $1/f$ -ruis). De ruis van onze dunnelagentransistors is evenwel voldoende zwak om ze b.v. te kunnen gebruiken in een grammofoonversterker. Bij frequenties van meer dan 10^6 Hz is de $1/f$ -ruis geheel te verwaarlozen; men heeft daar vrijwel alleen thermische ruis.

In het bovenstaande zijn ter wille van de eenvoud enige punten buiten beschouwing gelaten. In de eerste plaats hebben we stilzwijgend de capaciteit kanaal-stuurelektrode constant verondersteld. Dit is niet geheel juist: behalve de isolerende laag die zich tussen kanaal en stuurelektrode bevindt, moet ook de aangrenzende laag van het kanaal, het ruimteladingsgebied — anders gezegd: de laag waarin de energiebanden gekromd zijn —, ten dele tot het diëlektricum gerekend worden. De dikte van deze laag hangt echter af van de aangelegde spanning. Bij een transistor met een kanaal van type N en een positieve V_0 mag C alleen als constant beschouwd worden wanneer V_g zeer hoog is; in dat geval is de dikte van de ruimteladingslaag gering ten opzichte van die van de isolatie en is dus de capaciteit van de grenslaag van het kanaal zeer groot, zodat de totale capaciteit nagenoeg gelijk is aan de bijdrage van de isolerende laag. Laat men in ons voorbeeld V_g van een hoge positieve waarde afnemen — of V_d van nul af toenemen —, dan neemt C op den duur af. Hetzelfde verschijnsel treedt ook op in MOS-transistors.

Een tweede simplificatie is geweest dat we hebben gesuggereerd dat in transistors met positieve V_0 bij het aanleggen van een positieve spanning V_g de extra-influëntielading voor 100% aan vangplaatsen zou worden gebonden zolang $V_g < V_0$ is. In werkelijk-

heid is in een zeker gebied van V_g -waarden de geïnduceerde lading deels gebonden, deels vrij. Eerst bij hoge waarden van V_g zijn nagenoeg alle vangplaatsen gevuld en induceert een verdere verhoging van V_g nagenoeg uitsluitend ladingdragers die vrij zijn^[6].

Men kan dit op eenvoudige wijze in rekening brengen door voor de grootheid μ die in de hierboven genoemde vergelijkingen voorkomt, niet de beweeglijkheid μ_H te nemen die men vindt bij metingen omtrent het Hall-effect, maar een effectieve beweeglijkheid die gelijk is aan $\alpha\mu_H$; hierin is α de vrije fractie van de geïnduceerde lading. Daar α van V_g afhangt, geldt hetzelfde voor de effectieve beweeglijkheid μ ; bij hoge V_g is μ nagenoeg constant. Bij zeer hoge V_g kan μ theoretisch weer kleiner zijn ten gevolge van verstrooiing van zich bewegende ladingdragers aan het oppervlak van de laag.

De derde en laatste opmerking betreft het reeds vermelde feit dat de I - V_d -karakteristieken voor $V_d > V_g - V_0$ niet horizontaal lopen maar enigszins stijgen. Er zijn daarvoor verscheidene verklaringen voorgesteld. Zo heeft men het effect toegeschreven aan de aanwezigheid van donoratomen die het aanzijn zouden geven aan een aantal stoorniveaus van verschillende energie^[6]. De elektronen in de „ondiepe” stoorcentra zouden reeds vrij zijn bij geringe V_d , die in de diepe eerst als V_d een hoge waarde bereikt, en een volledige verzadiging zou volgens deze hypothese in 't geheel niet bereikt worden, omdat daarvoor een zo hoge V_d vereist is dat de transistor voordien reeds is doorgeslagen. Uit metingen is gebleken dat deze verklaring voor de door ons gemaakte transistors evenwel niet opgaat^[5]. Een geheel andere verklaring is die waarbij men aanneemt dat de beweeglijkheid van de ladingdragers afhangt van de sterkte van het elektrische veld^[7]. Ook deze verklaring is niet geheel bevredigend.

Vaststaat dat, ook bij afwezigheid van fysische effecten als de zojuist genoemde, een zekere toeneming van I met V_d verwacht moet worden op grond van het feit dat de isolerende laag niet oneindig dun is. Voor een denkbeeldige transistor die aan beide zijden van het kanaal een stuelelektrode heeft (symmetrische veldeffecttransistor), waarvan alle vier de elektrodes zich uitstrekken tot in het oneindige en waarvan het kanaal, de toevoeren afvoerelektrode oneindig dun zijn, is de invloed daarvan exact berekend^[8]. Het verloop van de stroom blijkt geheel bepaald te worden door de parameter h/l , het quotiënt van de dikte h van de isolatie en de lengte van het kanaal. De hellingen die men in werkelijkheid vindt, zijn meestal echter aanmerkelijk groter; blijkbaar is voor de meeste transistors de dikte van de isolerende laag niet de enige oorzaak van het omhooglopen van de karakteristieken. In ieder geval zal de helling nooit geringer kunnen zijn dan volgens de aangehaalde berekeningen correspondeert met de waarde van h/l .

Gedrag tegenover wisselspanning

Een globale indruk van het gedrag dat een veldeffecttransistor vertoont wanneer V_g een wisselspanningscomponent bevat — hetzelfde geldt trouwens voor alle halfgeleidende schakelings-elementen —, verkrijgt men op grond van de volgende redenering. Bij relatief lage frequentie gedraagt de transistor zich quasi-statisch: de van ogenblik tot ogenblik optredende situatie kan men dan afleiden uit formule (1) door daarin de op het desbetreffende tijdstip geldende waarde van V_g in te vullen. Deze benadering is zeker niet meer bruikbaar wanneer de frequentie zo hoog is dat de periode van het signaal ongeveer even groot is als de gemiddelde over-

steektijd τ van de ladingdragers, of nog kleiner. Deze oversteektijd wordt ruwweg gegeven door de formule:

$$\tau = l^2/\mu V_d. \quad \dots \dots \dots (4)$$

Bij niet te hoge frequenties kan men, evenals bij radiobuizen, een goede indicatie omtrent het gedrag verkrijgen door na te gaan hoe groot het produkt van versterking en bandbreedte is. Voor een veldeffecttransistor met geïsoleerde stuelelektrode, zoals de dunnelagentransistor, is de bandbreedte ongeveer gelijk aan $1/2\pi RC$; hierin is R de belastingsweerstand. Het zojuist genoemde produkt is dus $SR/2\pi RC$ ofwel $\mu V_d/2\pi l^2$. Drukt men de bandbreedte uit in de hoekfrequentie ω , dan is het produkt van versterking en bandbreedte gelijk aan $\mu V_d/l^2$. (We zien dat dit juist de reciproke waarde van de oversteektijd τ is.) Voor het verkrijgen van goede eigenschappen bij hoge frequenties moet men dus het kanaal zo kort mogelijk maken en een halfgeleider met zo groot mogelijke beweeglijkheid kiezen.

Voor zeer hoge frequenties geeft het hierboven berekende produkt van versterking en bandbreedte slechts een zeer globale indicatie. De voornaamste oorzaak daarvan is dat de steilheid S een complexe grootte is waarvan bij hoge frequenties de imaginaire component niet te verwaarlozen is. Berekeningen hebben geleerd dat de absolute waarde van S voor frequenties die enige malen zo hoog zijn als de frequentie waarbij volgens het genoemde produkt de versterking tot één gedaald zou moeten zijn, nog niet veel lager is dan de quasi-statische waarde^[9]. Bij de door ons gemaakte dunnelagentransistors is het produkt van versterking en bandbreedte ruim 30 MHz, vermogensversterking is echter mogelijk tot ca. 200 MHz.

Uitvoeringsvormen en wijzen van produktie

In het vorige hoofdstuk is bij het bespreken van de fysische betekenis van de potentiaal V_0 reeds aangestipt dat de waarde daarvan te maken heeft met aard en aantal van de aanwezige vangplaatsen. Gezien de geringe dikte van de zone waarin zich de influentielading bevindt, is het duidelijk dat de vangplaatsen die zich in het oppervlak van de halfgeleidende laag bevinden, hier een relatief belangrijke rol zullen spelen. Dit is de oorzaak waardoor men bij de eerste pogingen om een veldeffecttransistor met geïsoleerde stuelelektrode te maken, slechts een matig succes boekte, zodat men ertoe overging deze elektrode te vervangen door een in de keerrichting geschakelde P - N -overgang^[10].

Mede dank zij de ontwikkeling van de fabricage van de gewone transistors, is de technologie van het aanbrengen van dunne lagen inmiddels zover voortgeschreden dat men het optreden van de oppervlakvangplaatsen niet meer geheel als een toevalskwestie be-

hoeft te beschouwen. Hoewel men de situatie nog niet volledig in de hand heeft, is het de laatste jaren toch mogelijk met een redelijk succes veldeffecttransistors met geïsoleerde stuur-elektrode te maken. Twee uitvoeringsvormen daarvan ontmoetten we reeds in fig. 2. In fig. 8 treft men er nog een aan van het type van fig. 2c, maar nu met de elektrodes aan weerszijden van het kanaal.

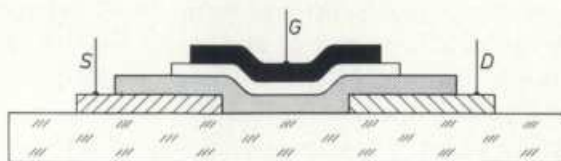


Fig. 8. Configuratie van het type van fig. 2c, maar nu met de elektrodes aan weerszijden van het kanaal.

Hierboven hebben we reeds uiteengezet dat het voor het verkrijgen van een zo groot mogelijk produkt van versterking en bandbreedte gunstig is de lengte van het kanaal zo kort mogelijk te maken: men moet hier denken in de orde van grootte van microns. Verder moet de stuur-elektrode de twee andere liefst niet overlappen om de terugwerking zo gering mogelijk te houden. Men is er inderdaad in geslaagd configuraties van het type van fig. 2c en fig. 8 te maken die aan deze zware eisen voldoen^[11], maar dit vereiste het ontwikkelen van een zeer verfijnde produktiemethode.

Kort geleden zijn in het Philipslaboratorium te Eindhoven goede resultaten bereikt met experimentele produktiemethodes die geen zeer grote precisie vereisen en derhalve veel eenvoudiger zijn toe te passen. Bij de oudste ervan, die we hier verder onbesproken laten, werkten we met een foto-etstechniek waarbij de plaats van een later aan te brengen elektrode werd bepaald door de schaduw van de vorige^[12]; overlapping kan dan uiteraard niet voorkomen. Het procédé dat thans door ons het meest wordt toegepast en met behulp waarvan de transistor van fig. 2d gemaakt is, vindt men geschetst en beschreven in fig. 9. Karakteristiek

voor dit procédé is het wegetsen van de aluminiumlaag tot onder de laklaag^[13]. Een belangrijk aspect is ook het gebruik van een speciale fotolak, die enerzijds met bepaalde waterige oplossingen „ontwikkeld” kan worden — het belichte deel van een laklaag lost op, het onbelichte deel niet —, maar die anderzijds in organische oplosmiddelen altijd oplost, belicht of onbelicht. De voordelen van het procédé van fig. 9 zijn evident: in de eerste plaats is overlapping van elektrodes uitgesloten, zonder dat enige precisie-instelling behoeft plaats te vinden. In de tweede plaats verkrijgt men door anodisch oxideren een laag die reeds bij geringe dikte zeer goed isoleert — veel beter dan een opgedampte laag, doordat bij anodisch oxideren alle gaatjes zich spoedig sluiten. In de derde plaats zijn de stuur-elektrode en de aangrenzende laag van het kanaal geheel ingesloten,

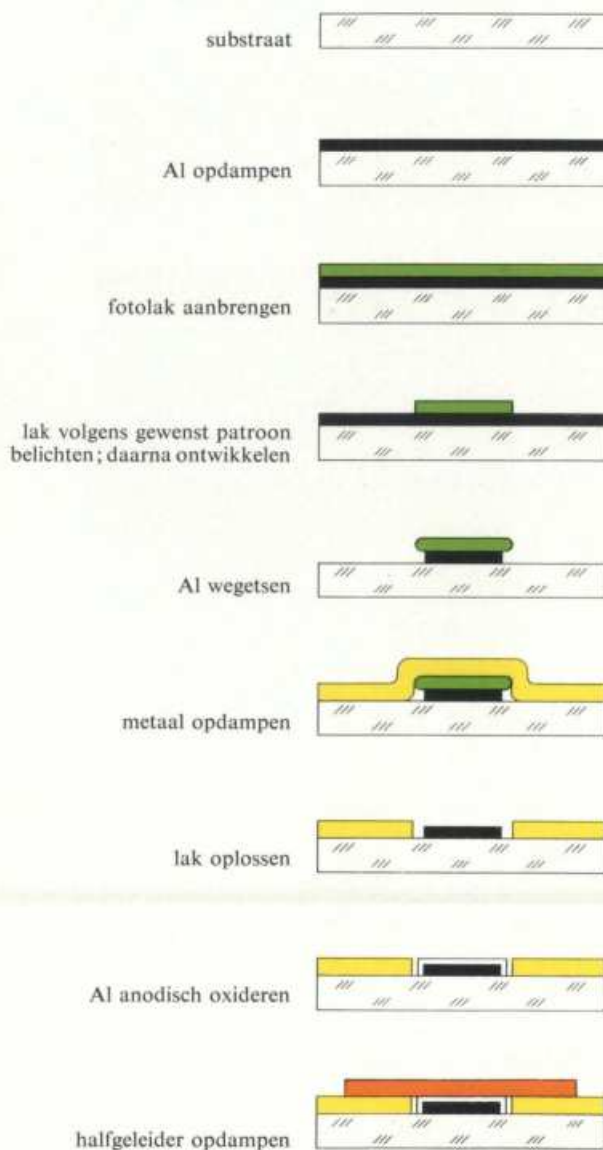


Fig. 9. Schema van de productie van een dunnelagentransistor van het type van fig. 2d volgens de foto-etstechniek die ontwikkeld is in het Philipslaboratorium te Eindhoven.

[5] H. C. de Graaff, *Solid-State Electronics* **8**, 835, 1965 (no. 10).

[6] J. E. Johnson, *Solid-State Electronics* **7**, 861, 1964.

[7] S. R. Hofstein en G. Warfield, *IEEE Trans. on electron devices* **ED-12**, 129, 1965 (no. 3).

[8] J. A. Geurst, Theory of insulated-gate field-effect transistors near and beyond pinch-off, *Solid-State Electronics* **9**, 129, 1966.

[9] J. A. Geurst, *Solid-State Electronics* **8**, 88, 1965 (no. 1) en Ned. T. Natuurk. **31**, ter perse. Numerieke resultaten vindt men in J. A. Geurst en H. J. C. A. Nunnink, *Solid-State Electronics* **8**, 769, 1965 (no. 9).

[10] W. Shockley, *Proc. IRE* **40**, 1365, 1952.

[11] Zie de aangehaalde artikelen^[2].

[12] H. A. Klasens en H. Koelmans, *Solid-State Electronics* **7**, 701, 1964.

[13] Deze methode is het eerst toegepast door R. de Werdt van dit laboratorium, voor het vervaardigen van transistors voor ultrahoge frequenties.

zodat deze niet blootstaan aan atmosferische invloeden; dunnelagentransistors die gemaakt zijn volgens het proces van fig. 9, kan men dan ook lang bewaren zonder dat ze in kwaliteit achteruitgaan. In fig. 10 vindt men twee microfoto's van door ons gemaakte dunnelagentransistors.

Hoewel het dus thans mogelijk is dunnelagentransistors te maken, zijn toch nog niet alle wensen vervuld.

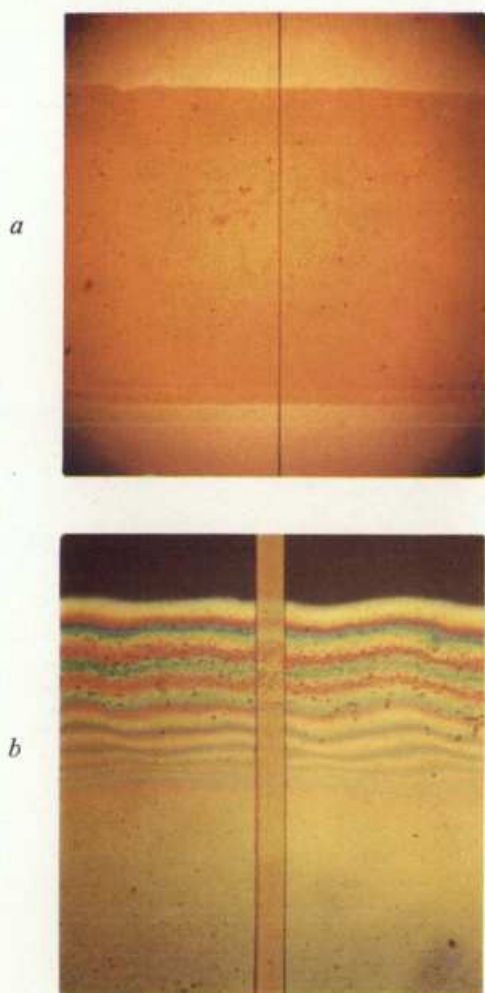


Fig. 10. a) Microfoto van dunnelagentransistor volgens fig. 2d met kanaal van CdSe. De dunne verticale lijn is de stuur-elektrode. De beide andere elektrodes en het kanaal zijn niet afzonderlijk te onderscheiden; ze vormen samen de donkere horizontale strook.

b) Detail van de rand van het kanaal ter plaatse van de stuur-elektrode (d.i. de verticale goudkleurige band), bekeken door het substraat heen. De gekleurde golflijntjes zijn interferentiefiguren in de dun uitlopende rand van het kanaal (vergroting 475 $\times$).

Zo heeft men b.v. aard en aantal van de vangplaatsen in het oppervlak — en daarmee V_0 — nog niet voldoende in de hand, zodat de exemplaren van een groep transistors die op dezelfde wijze gemaakt zijn, een vrij grote spreiding in elektrische eigenschappen vertonen. Deze spreiding wordt niet veroorzaakt door

verschillen in de eigenschappen van de contacten: voor het aanbrengen daarvan hebben we een zeer bevredigend procédé gevonden.

Een tweede tekortkoming die alle veldeffecttransistors met geïsoleerde stuur-elektrode thans nog vertonen, is het feit dat de stroom die naar de afvoerelektrode vloeit, ook als alle spanningen constant zijn, aanvankelijk enigszins verloopt en pas na enige uren ongeveer constant is. Bij de MOS-transistor neemt de stroom toe, bij de dunnelagentransistor af. Men schrijft het verlopen van de stroom van de dunnelagentransistor dikwijls toe aan de aanwezigheid van vangplaatsen die slechts uiterst langzaam ladingdragers uitwisselen. De juistheid van deze verklaring is echter nog niet bewezen. Er zijn trouwens ook andere oorzaken denkbaar, zoals het diffunderen van de vangplaatsen in de halfgeleider laag onder invloed van het veld dat de stuur-elektrode veroorzaakt; dit zou leiden tot een geleidelijke concentratieverandering van de vangplaatsen in het oppervlak.

Ten slotte blijkt dat de karakteristieken van de meeste dunnelagentransistors een zeker hysteresiseffect vertonen (vgl. fig. 6). Dit is niet een gevolg van het zojuist besproken effect — men vindt het ook als men de karakteristieken opneemt met een wisselspanning van b.v. 50 Hz of meer. De oorzaak ervan is nog onbekend. De curven van fig. 6 zijn ongeveer representatief voor de sterkte van het effect.

De zojuist besproken onvolmaaktheden zijn er oorzaak van dat dunnelagentransistors thans nog niet op industriële schaal worden gefabriceerd en toegepast. Zodra het gelukt is de moeilijkheden in voldoende mate de baas te worden, zal de dunnelagentransistor, vooral in geïntegreerde schakelingen, ongetwijfeld velerlei toepassingen kunnen vinden.

Samenvatting. De dunnelagentransistor is een type veldeffect-transistor. Op een geïsoleerd substraat (glas) bevindt zich een ca. 10 μm brede strook CdS of CdSe (het kanaal) met aan weerszijden een contact voor toe- en afvoer van de stroom. Deze wordt via het influentie-effect gemoduleerd door een geïsoleerde stuur-elektrode (potentiaal V_g). Het kanaal en de elektrodes zijn dunne opgedampte lagen; hierdoor is de dunnelagentransistor bij uitstek geschikt voor geïntegreerde schakelingen met opgedampte passieve elementen. De stroom varieert kwadratisch met de spanning V_d tussen toe- en afvoerelektrode, totdat V_d zo hoog is dat het kanaal wordt „afgeknepen”; boven deze afknijpwaarde is de stroom nagenoeg onafhankelijk van V_d . De waarde V_0 van V_g waarbij, voor $V_d = 0$, de influentielading juist nul is, kan zowel positief als negatief zijn. Een eenvoudige maar zeer goede wijze van vervaardigen is een in het Philipslaboratorium te Eindhoven ontwikkelde foto-etsmethode. Aldus vervaardigde transistors hebben voor lage frequenties een ingangsweerstand van ca. 10^4 M Ω , een steilheid van ca. 5 mA/V en een oppervlakte van ca. 0,02 mm ^{2} . Het produkt van versterking en bandbreedte is ca. 30 MHz. Vermogensversterking is mogelijk tot ca. 200 MHz. Er is nog een zekere spreiding in eigenschappen, een zekere hysteresis in de karakteristieken en een zeker verloop van de stroom; daarom worden ze nog niet op industriële schaal geproduceerd en toegepast. Er zijn, vooral in omvangrijke geïntegreerde schakelingen, vele toepassingen denkbaar.

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	<i>E</i>
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	<i>M</i>
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk	<i>L</i>
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	<i>A</i>
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	<i>H</i>
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	<i>B</i>

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

- A. C. Aten, J. H. Haanstra en H. de Vries:** Fluorescence and photoconduction in tellurium-doped cadmium sulphide.
Philips Res. Repts. **20**, 395-403, 1965 (no. 4). *E*
- G. Blasse:** On the octahedral radius of the trivalent cobalt ion.
J. inorg. nucl. Chem. **27**, 748-750, 1965 (no. 3). *E*
- G. Blasse:** Influence of covalent bonding on some magnetic properties of transition metal oxides.
Bull. Soc. Chim. France, april 1965, 1212-1214. *E*
- R. Bleekrode en W. C. Nieuwpoort:** Chemical lasers, II.
Z. angew. Math. Phys. **16**, 107-110, 1965 (no. 1). *E*
- R. Bleekrode en W. C. Nieuwpoort:** Flame laser: model and some preliminary experimental results.
Appl. Optics, suppl. 2: Chemical lasers, blz. 179-180, 1965. *E*
- J. C. Brice:** Hysteresis and grain size effects in the superconducting phase transition.
Nature **205**, 1096, 1965 (no. 4976). *M*
- A. Brill, W. L. Wanmaker en C. D. J. C. de Laat:** Fluorescent properties of red-emitting europium-activated phosphors with cathode ray excitation.
J. Electrochem. Soc. **112**, 111-112, 1965 (no. 1). *E*
- G. Buchta:** A reciprocal ferrite phase shifter.
Proc. IEEE **52**, 304-305, 1964 (no. 3). *H*
- K. Bulthuis:** The effect of local pressure on silicon *p-n* junctions.
Philips Res. Repts. **20**, 415-431, 1965 (no. 4). *E*
- J. Burmeister:** Kristallzüchtung inkongruent schmelzender Verbindungen.
Phys. Stat. sol. **10**, 223-226, 1965 (no. 1). *A*
- K. H. J. Buschow:** Rare earth-aluminium intermetallic compounds of the form RAl and R_3Al_2 .
J. less-common Met. **8**, 209-212, 1965 (no. 3). *E*
- K. H. J. Buschow en J. H. N. van Vucht:** Das System Erbium-Aluminium und ein Vergleich mit dem System Yttrium-Aluminium.
Z. Metallk. **56**, 9-13, 1965 (no. 1). *E*
- G. Cayman:** Laser action in an alloyed GaAs junction.
Solid-State Electronics **8**, 455-456, 1965 (no. 4). *E*
- B. J. Curtis en J. A. Wilkinson:** Preparation of mixed oxide crystals by chemical transport reactions.
J. Amer. Ceramic Soc. **48**, 49-50, 1965 (no. 1). *M*
- F. Desvignes:** Rapport signal/bruit des détecteurs photoélectriques.
Onde électr. **45**, 116-121, 1965 (no. 454). *L*
- J. A. W. van der Does de Bye:** Temperature regulation by controlled injection of liquid nitrogen.
Rev. sci. Instr. **36**, 104-105, 1965 (no. 1). *E*
- W. F. Druyvesteyn:** Influence of a transport current on the magnetization of superconducting indium-lead alloys.
Physics Letters **14**, 275-276, 1965 (no. 4). *E*
- C. Ducot:** Le bruit d'incohérence en modulation d'amplitude.
Onde électr. **45**, 131-138, 1965 (no. 454). *L*
- G. Frank:** Das Gasgleichgewicht im System Germanium-Brom.
Ber. Bunsenges. phys. Chemie **69**, 119-124, 1965 (no. 2). *A*
- Y. Genin:** Le facteur d'éclipse d'un satellite terrestre.
Rev. MBL **8**, 32-59, 1965 (no. 1). *B*

- P. J. van Gerwen:** On the generation and application of pseudo-ternary codes in pulse transmission. Philips Res. Repts. **20**, 469-484, 1965 (no. 4). *E*
- J. A. Geurst:** Calculation of high-frequency characteristics of thin-film transistors. Solid-State Electronics **8**, 88-90, 1965 (no. 1). *E*
- J.-M. Goethals:** Calcul de sections efficaces d'éclairement pour des surfaces de révolution et optimisation de surfaces composites. Rev. MBL **8**, 20-31, 1965 (no. 1). *B*
- A. H. Gomes de Mesquita:** The structure of a silicon carbide polytype 24R. Acta crystallogr. **18**, 128, 1965 (no. 1). *E*
- A. H. Gomes de Mesquita, C. H. MacGillavry en K. Eriks:** The structure of triphenylmethyl perchlorate at 85°C. Acta crystallogr. **18**, 437-443, 1965 (no. 3). *E*
- J. Haisma:** Gas lasers. Z. angew. Math. Phys. **16**, 74-84, 1965 (no. 1). *E*
- Y. Haven en B. Verkerk:** Diffusion and electrical conductivity of sodium ions in sodium silicate glasses. Phys. Chem. Glasses **6**, 38-45, 1965 (no. 2). *E*
- F. N. Hooge:** Injection lasers. Z. angew. Math. Phys. **16**, 89-97, 1965 (no. 1). *E*
- H. Hoven en A. Stegherr:** Über das Ätzen von Schlitzen aus Bi₂Te₃-Bi₂Se₃- und Bi₂Te₃-Sb₂Te₃-Mischkristallen. Prakt. Metallogr. **2**, 114-118, 1965 (no. 3). *A*
- H. J. Hubers:** Contraintes dans les objets en verre et leur influence sur la résistance à la rupture. Silicates industr. **30**, 25-35, 1965 (no. 1).
- B. B. van Iperen en W. Kuypers:** Experimental CW klystron multiplier for submillimetre waves. Philips Res. Repts. **20**, 462-468, 1965 (no. 4). *E*
- B. B. van Iperen en H. J. C. A. Nunnink:** Harmonics in velocity-modulated cylindrical electron beams. Philips Res. Repts. **20**, 432-461, 1965 (no. 4). *E*
- J. van Laar en J. J. Scheer:** Fermi level stabilization at semiconductor surfaces. Surface Sci. **3**, 189-201, 1965 (no. 2). *E*
- H. de Lang:** Optics in laser research. Z. angew. Math. Phys. **16**, 7-14, 1965 (no. 1). *E*
- J. Liebertz en C. J. M. Rooymans:** Die Ilmenit/Perowskit-Phasenumwandlung von CdTiO₃ unter hohem Druck. Z. phys. Chemie Neue Folge **44**, 242-249, 1965 (no. 3/4). *A, E*
- G. Meijer en G. Engelsma:** The synergistic influence of a pre-irradiation on the photoinhibition of gherkin seedlings. Photochem. Photobiol. **4**, 251-258, 1965 (no. 3). *E*
- A. G. van Nie:** Grundlagen der Mikrowellenbündel-Technik. Nachrichtentechn. Z. **18**, 17-21, 1965 (no. 1). *E*
- A. K. Niessen en F. A. Staas:** Hall effect measurements on type II superconductors. Physics Letters **15**, 26-28, 1965 (no. 1). *E*
- W. C. Nieuwpoort en R. Bleekrode:** Chemical lasers, I. Z. angew. Math. Phys. **16**, 101-106, 1965 (no. 1). *E*
- B. Okkerse:** Consecutive X-ray reflexions in the same perfect crystal, Part II: Determination of the refractive index of X-rays; Part III: Measurement of the intrinsic curvature of lattice planes. Philips Res. Repts. **20**, 377-388 en 389-394, 1965 (no. 4). *E*
- D. J. van Ooijen:** Flux quantization noise on hollow superconducting cylinders. Physics Letters **14**, 95-97, 1965 (no. 2). *E*
- M. S. Seltzer:** Diffusion of manganese into gallium arsenide. J. Phys. Chem. Solids **26**, 243-250, 1965 (no. 2). *E*
- H. Severin:** Ferrite bei hohen Mikrowellenleistungen. Nachrichtentechn. Z. **18**, 7-17, 1965 (no. 1). *H*
- E. C. Snelling:** The properties of ferrites in relation to their application. Proc. Brit. Ceramic Soc. **2**, 151-174, dec. 1964. *M*
- D. R. Tilley:** The Ginzburg-Landau equations for pure two band superconductors. Proc. Phys. Soc. **84**, 573-584, 1964 (no. 4). *M*
- J. Verweel:** On the determination of the microwave permeability and permittivity in cylindrical cavities. Philips Res. Repts. **20**, 404-414, 1965 (no. 4). *E*
- P. C. van der Willigen:** De ontwikkeling van het CO₂-lassen van staal. Metalen e.a. Constr. mat. **20**, 62-71, 1965 (no. 3). *E*